THERMODYNAMIQUE

1. Introduction

La thermodynamique est la science qui étudie et décrit le comportement de la matière ou des systèmes, en fonction des notions de **température** T, d'**énergie** (chaleur Q, travail W...) et **d'entropie S**. La thermodynamique :

- étudie l'évolution ou les **transformations** de la matière ou des systèmes en considérant les **variations d'état** du système, lors d' échanges d'énergie entre le milieu extérieur et le système.
- repose sur 2 notions de base, l'énergie interne (U) et l'entropie (S) qui satisfont aux deux principes suivants, qui stipulent que :
    - l'énergie se conserve (premier principe de conservation de l'énergie)
    - l'entropie ne peut qu'augmenter (deuxième principe d'évolution)

L'objet de la thermodynamique est d'étudier le fonctionnement et le bilan d'énergie des machines thermiques et aussi les échanges ou transferts de chaleur dans un système ou entre deux systèmes.

- dans les **machines thermiques** on assiste à une conversion d'énergie d'une forme en une autre (chaleur -> travail ou inversement)
- dans les **échanges de chaleur**, il y a transfert de chaleur par suite d'une différence de température dans le système ou entre deux systèmes

ex1 : dans les machines thermo-dynamiques (TD), il y production de travail par conversion de chaleur en travail (les moteurs thermiques, les centrales thermiques ou nucléaires...)

ex2 : dans les machines dynamo-thermiques (DT) par contre, il y a transfert de chaleur d'une source froide à une source chaude grâce à un apport de travail (les machines frigo. et pompes à chaleur, les liquéfacteurs...)

On distingue entre quatre principaux mécanismes de transfert de chaleur : la conduction, la convection, le rayonnement et les changements d'état de la matière. Les applications de ces transferts de chaleur concernent les domaines :

- de l'isolation thermique et du stockage des gaz liquéfiés (cryogénie)
- du chauffage et de la climatisation des locaux
- de la conception et du choix des échangeurs de chaleur

On peut décrire la thermodynamique de 2 manières ou aspects différents :

- l'aspect **macroscopique :** on s'intéresse aux propriétés de la matière ou du système à l'échelle globale ou macroscopique, alors les propriétés sont décrites par des variables d'état macroscopiques telles (p, V, T, m...)
- l'aspect **microscopique** : on s'intéresse aux propriétés de la matière à l'échelle microscopique ou atomique en utilisant comme variables les grandeurs cinétiques des atomes ou molécules individuelles (p_i ,v_i ,E_i ...)

Selon que l'on considère l'un ou l'autre de ces aspects, on distingue alors entre la Thermodynamique Classique ou la Thermodynamique Statistique.

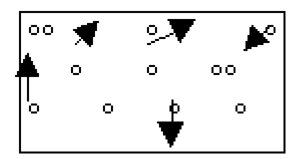
La **Thermodynamique Classique** n'a besoin d'aucune hypothèse sur la structure atomique de la matière, elle explique le comportement de la matière ou des systèmes en fonction de leurs variations d'énergie et d'entropie :

- elle décrit uniquement les états initiaux et finaux des systèmes en évolution et dresse le bilan énergétique du système
- le chemin suivi par la transformation du système peut jouer un rôle (notion de réversibilité des transformations)
- elle ne cherche pas à élucider les mécanismes des transformations

La **Thermodynamique Statistique** par contre, cherche à expliquer l'origine et la signification des variables macroscopiques (p,T) et des notions de chaleur, de travail et d'entropie, en les reliant directement au mécanisme de l'agitation moléculaire. Ainsi, on explique les notions de température, de pression et de chaleur :

Notion de température : la température est reliée au degré d'agitation moléculaire de la matière.

Si la vitesse v_i des molécules et donc leur énergie cinétique E_i augmentent, alors le degré d'agitation thermique du milieu est plus grand. A la température de 0 K (zéro absolu à -273°C) les atomes ou molécules sont figés.



- les molécules se déplacent dans l'enceinte de façon totalement aléatoire avec des vitesses v_i

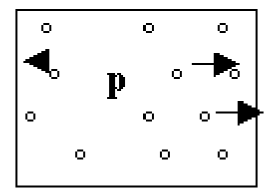
Fig. 1.1 : Gaz dans une enceinte

On définit la température T par la relation :

$$\mathbf{1/2\ mv^2 = 3/2\ kT} \qquad 1.1)$$

Cette relation définit l'échelle de **température absolue** T en degré K.

Notion de pression : la pression est due aux nombreux chocs des atomes ou molécules sur les parois du récipient.



- dans l'enceinte il y a N molécules en agitation permanente soit, n' = N/V le nombre de molécules par unité de volume.

Fig. 1.2 : Pression dans une enceinte

On définit la pression par la relation :

$$\mathbf{p = 1/3\ n'mv^2} \quad 1.2)$$

Echanges d'énergie

Les échanges d'énergie sous forme de chaleur (Q) ou de travail (W) sont alors interprétés à l'échelle microscopique comme une manifestation de l'agitation moléculaire sous forme désordonnée (Q)ou ordonnée (W), voir Fig. 1.3 et 1.4.

$T_2 > T_1$

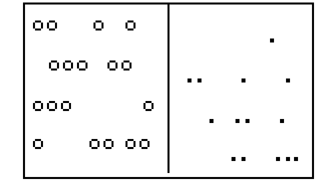


Fig. 1.3 : Transfert de chaleur Q

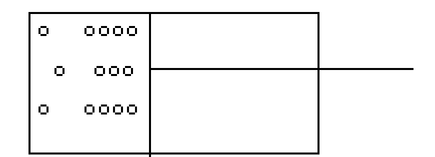


Fig. 1.4 : Transfert de travail W par un piston

Unités :

- Système MKS (ou SI)

- temps en [s]
- température en degré [K], avec **T [K] = t °C + 273**
- pression en Pascal [Pa] ou [N/m^2]
  p = [Pa] = [N/m^2] et **1bar = 10^5 Pa = 750 Torr**
- l'énergie en Joule [J], et **1cal = 4,184 Joules**
- la puissance P en Watt [W], et 1W = 1J/s

- Système des Thermiciens (ou ST)

- temps en [h]
- énergie en [kcal]

- puissance en [kcal/h]

Autres Unités

- de pression :

1 atm = 1,013 bar = 760 Torr
1 Torr = 1,333 mbar
1 bar = 750 Torr
1 mbar = 100 Pa = 0,750 Torr
1 atù = 1 kg/cm^2 = 0,980 bar

* on distingue entre pressions **absolue** et **relative** ou pressions **totale** et **partielle** d'un fluide

- d'énergie

la frigorie [fg] avec **1 fg = 1kcal**
le kWh **1kWh = 3,6 MJ = 860 kcal**
1kcal = 1,16 Wh

Dans les pays anglo-saxons on utilise des unités différentes : ainsi, l'énergie est exprimée en BTU et la température en degré Fahrenheit [F], avec :

- et 1 BTU =
- **t(°C) = 5/9t(F) - 32**

Exercices : Unités et Grandeurs Thermiques

1) Quelle est la différence entre les notions de température et de chaleur, expliquer

2) Exprimer la température de 40 °C en degrés Fahrenheit et Kelvin

3) Exprimer la kcal/h en Watt et inversement

4) A partir de la relation de définition de la température :

- a) vérifier par l'équation aux dimensions la cohérence des unités, sachant que la constante de Boltzmann s'exprime en : $k = 1{,}3810^{-23}$ [J/K]
- b) évaluer la vitesse des molécules des gaz diatomiques et monoatomiques suivants (azote et hélium) de masses molaires respectives : M_N = 14 g et M_{He} = 2g ($N_A = 6.10^{23}$ molécules par mole de gaz)
- c) A partir de ces valeurs, que peut-on en déduire sur la capacité des différents gaz à diffuser
- d) Expliquer pourquoi un ballon rempli d'hélium reste au départ au plafond dans un appartement, mais qu'après un jour il retombe au niveau du sol

5) On définit l'enthalpie H d'un système par H = U + pV, où U est l'énergie interne exprimée en joule.

a. Montrer que l'enthalpie H est aussi une énergie.
b. Différentier l'enthalpie H

c. Exprimer alors cette différentielle dH, sachant que dU = dQ - pdV
d. Donner l'expression de dH à p = cste. Conclusion
e. Exprimer dU à V = cste . Conclusion

6) Dans un cylindre de $V = 1\ m^3$, muni d'un piston mobile, se trouve 2 kg d'air à la température de 20°C

a. Calculer le volume massique et la masse volumique (densité)

   Le volume reste fixé à $V = 1\ m^3$, mais par influence extérieure la température monte à 100°C

b. Evaluer le volume massique et la masse volumique
c. Quelle grandeur change alors. Expliquer

7) Un manomètre métallique à spirale indique une pression de 5,8 bar. La pression atmosphérique mesurée par un baromètre est de 752 mmHg ou torr. Quelle est la pression absolue en bar.

Rép. $P_{abs} = 6{,}802$ bar

2. Système thermodynamique et état d'équilibre

2.1 Définition du système

Pour décrire thermodynamiquement un système, il faut à la fois :

- définir le système en délimitant ses frontières par rapport au milieu extérieur
- déterminer l'état du système défini par ses variables

Le **système** est défini comme une partie de matière (de masse donnée) délimitée par rapport au milieu extérieur (Fig. 2.1). Le milieu extérieur est le reste de l'espace entourant le système.

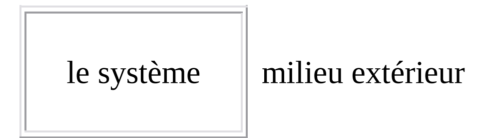


Fig. 2.1 : Délimitation du système

Le système peut être **ouvert** ou **fermé**, **adiabatique** c.à.d isolé thermiquement (Q = 0) ou **rigide** c.à.d indéformable (W = 0)

Système	Echange Matière	Echange Energie
isolé	non	non
fermé	non	oui
ouvert	oui	oui

Tableau 2.1 : Echange de masse et d'énergie entre le système et le milieu extérieur

Dans un sytème **fermé**, il n'y a pas de transfert de masse et dans un sytème **isolé**, il n'y a pas d'échange de travail ni de chaleur.

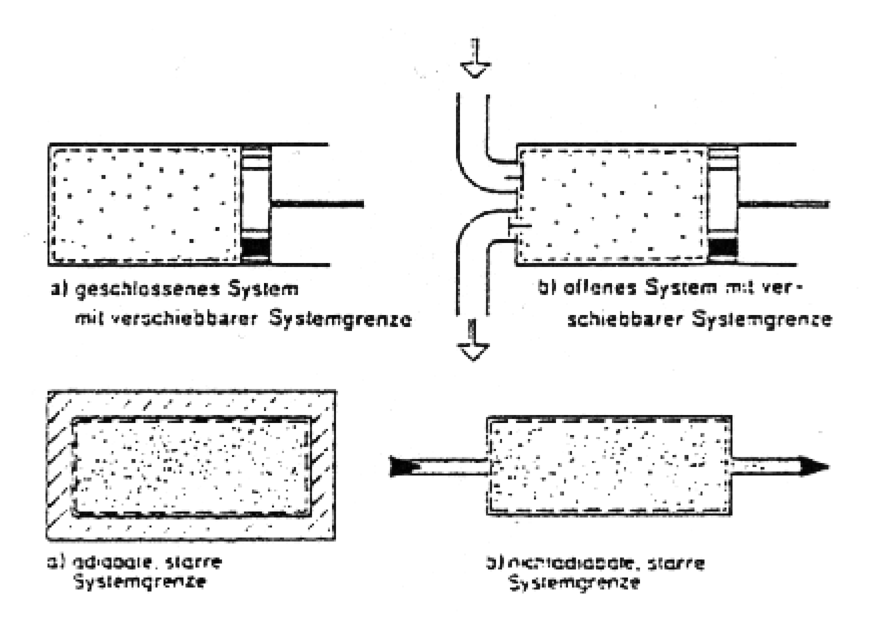


Fig. 2.2 : Différents types de systèmes

Exemples de Systèmes Thermodynamiques

cas	représentation schématique	système thermodynamique	transfert	exemple de machine
(a)		fermé adiabate sans travail	– – –	récipient fermé calorifugé à volume fixe
(b)		fermé non adiabate sans travail	– chaleur –	récipient fermé non calorifugé à volume fixe
(c)		fermé adiabate avec travail	– – travail	récipient fermé calorifugé à volume variable
(d)		fermé non adiabate avec travail	– chaleur travail	récipient fermé non calorifugé à volume variable
(e)		ouvert adiabate sans travail	masse – –	tube calorifugé
(f)		ouvert adiabate sans travail	masse – –	transmetteur d'énergie: échauffeur, récupérateur, ...
(g)		ouvert non adiabate sans travail	masse chaleur –	tube non calorifugé : tube de chaudière, de condenseur, ...
(h)		ouvert adiabate avec travail	masse – travail	machine à vapeur pompe alternative
(i)		ouvert non adiabate avec travail	masse chaleur travail	compresseur à piston moteur à essence moteur Diesel
(j)		ouvert adiabate avec travail	masse – travail	turbine à vapeur turbine à gaz turbine hydraulique
(k)		ouvert non adiabate avec travail	masse chaleur travail	turbocompresseur turbopompe

Fig. 1 Exemples de systèmes thermodynamiques simples.

(hachures)	paroi isolante	$\dot{A}, \dot{E}$	puissance-travail
(trait plein)	paroi conductrice	$\dot{Q}$	puissance-chaleur
(tirets)	frontière du système	$\dot{M}$	débit-masse

2.2 Etat du système

L'état du système est défini ou décrit par ses variables macroscopiques (m, p, V, T, n...) dites aussi **variables d'état**. A un sytème donné est associé tout un ensemble d'états possibles.

On dit qu'un système est à **l'état d'équilibre thermodynamique,** si ces variables d'état ont des valeurs bien **définies et constantes**. On distingue alors selon le cas entre :

- variables ou grandeurs **thermiques** (p, V, T) ou **calorifiques** (U, H, W, Q, S)
- variables **extensives** c.à.d proportionnelles à la quantité de matière telles (m, V, U...) ou variables **intensives** c.à.d indépendantes de la masse telles (p, T, concentration...) On définit souvent des **grandeurs massiques** c.à.d rapportées à l'unité de masse du système, telles :
- le volume massique : v = V/m en [m^3/kg]
- l'énergie interne ou l'enthalpie massique : u = U/m ou h = H/m en [J/kg]

Ces grandeurs sont reliées entre elles par des relations, exemple :

$\mathbf{m = \rho V}$ ou $\mathbf{q_m = \rho q_v}$ (pour les débits masiques et volumiques)

avec $\mathbf{q_m = \rho \omega S}$ où ω est la vitesse de l'écoulement du fluide

et pour un écoulement stationnaire : $\rho_1\omega_1 S_1 = \rho_2\omega_2 S_2$ **(équation de continuité)**

2.3 Evolution ou transformation du système

Sous l'influence d'échanges ou transferts d'énergie entre le système et le milieu extérieur, le système évolue et les variables d'état du sytème sont **modifiés**. On dit que le système se transforme ou change d'état, en passant d'un état d'équilibre (1) à un autre état d'équilibre (2).

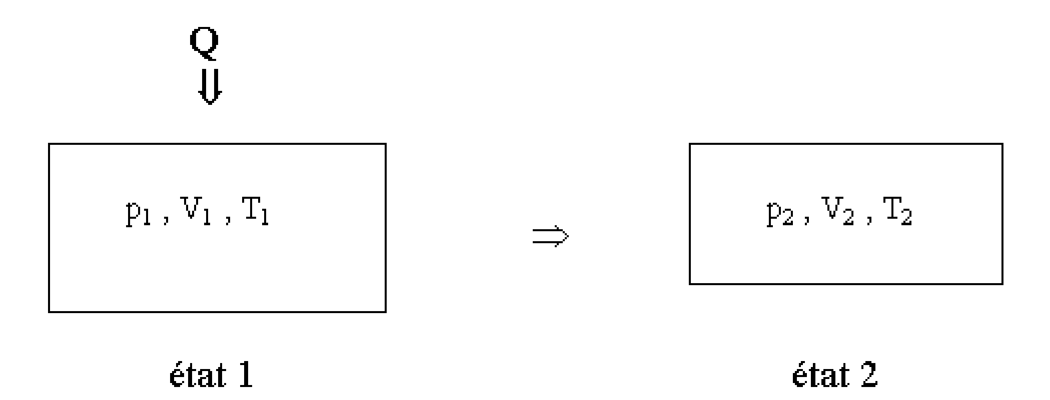


Fig. 2.3 : Transformation du système par échange d'énergie (apport de chaleur Q)

Au cours d'une transformation les **variables d'état** du système **varient**, pour atteindre un autre état d'équilibre. Le passage de l'état d'équilibre (1) à l'état d'équilibre (2) se déroule généralement **hors équilibre**.

On distingue alors entre (voir Fig. 2.4) :

- transformations **réversibles** (ou idéales) : ce sont des transformations infiniment lentes formées d'une succession d'états d'équilibre
- transformations **irréversibles** : ce sont des transformations rapides et brutales hors équilibre

La réversibilité d'une transformation exige que le système passe par une infinité d'états intermédiaires différents peu d'états d'équilibre (états quasi-statiques). Les transformations **naturelles** spontanées sont irréversibles : elles ne peuvent évoluées que dans un seul sens (ex. la détente d'un gaz des HP vers BP, l'écoulement de la chaleur des HT vers BT...).

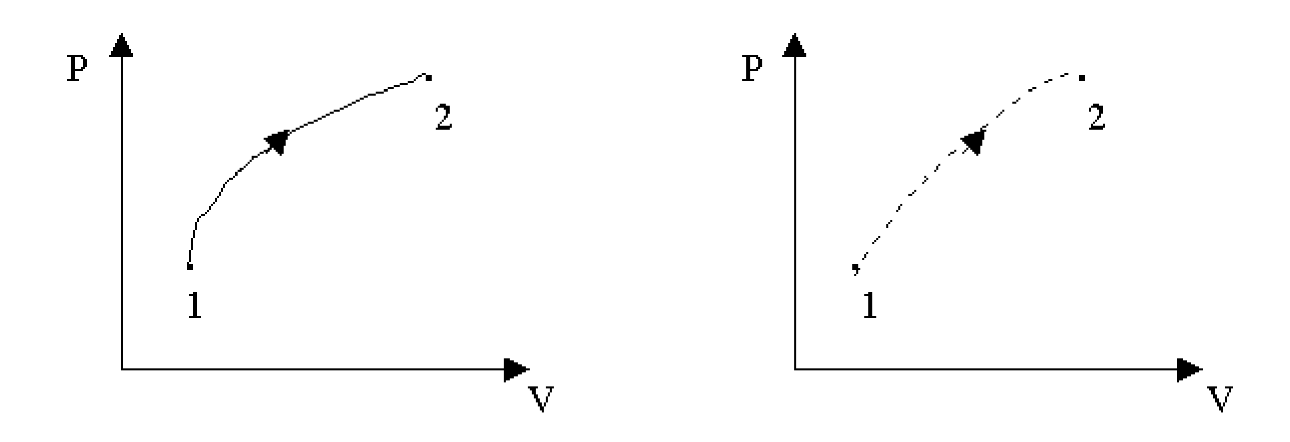


Fig. 2.4 : Transformations a) réversibles et b) irréversibles

2.4 Equations d'état du système et fonction d'état

Les variables d'état ne sont **pas toutes indépendantes**, mais liées entre elles par des équations, qui sont dites équations d'état du type : **f(p,V,T) = 0**.

ex. : l'équation d'état des **gaz parfaits** : **pV = nRT**

* ici, il n'y a que deux variables indépendantes d'où, p = f(V,T) ou V = f(p,T) ou T = f(p,V)

- **Représentation graphique** des évolutions du système

Les variations d'état du système à la suite d'une transformation sont représentées dans divers diagrammes, permettant ainsi de suivre l'évolution du système. On utilise ainsi, les diagrammes suivants : les diagrammes de Clapeyron (p,V)ou d'Amagat (pV, p), les diagramme entropique (T,S) et de Mollier (p,H), le diagramme (H,S).

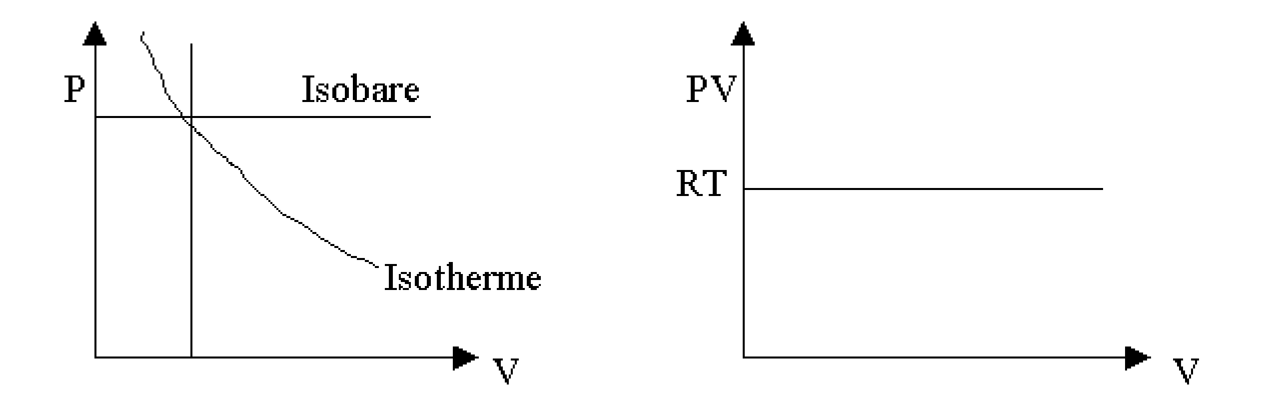


Fig. 2.5 : Les diagrammes de Clapeyron (p,V) et d'Amagat du gaz parfait

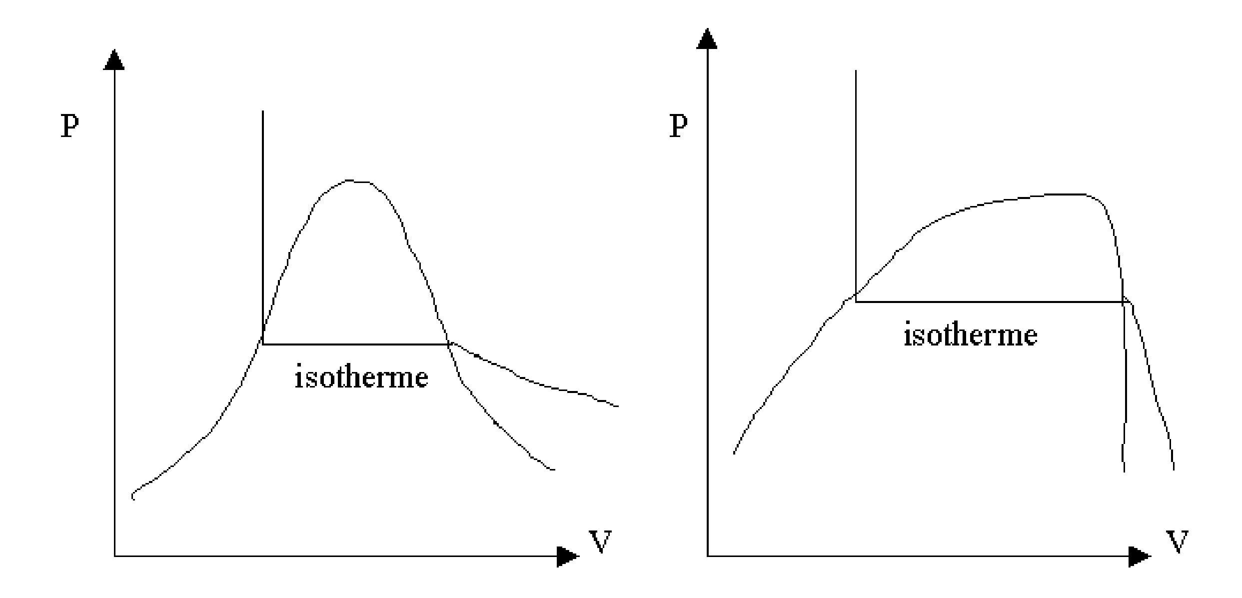


Fig. 2.6 : Les diagrammes entropique (T,S) et enthalpique (p,H) des gaz réels

* On distingue entre **différentes transformations** qui sont facilement représentées dans ces diagrammes précédents (par des droites verticales ou horizontales), à savoir :

- la transformation **isochore** (V = cte)
- la transformation **isobare** (p = cte)
- la transformation **isotherme** (T = cte) satisfaisant à : **pV = cte**
- la transformation **isentrope** (S = cte) ou (Q = 0) régit par : **pVγ = cte**
- la transformation **polytrope** satisfaisant à : $pV^n = cte$ avec $1 < n < \gamma$

- Les Fonctions d'Etat

Souvent, on peut réaliser des **transformations** entre l'état 1 et l'état 2 de plusieurs façons différentes, c.à.d en empruntant des **chemins différents**. En général, la variation Δ X d'une grandeur X **dépend** du chemin suivi pour aller de l'état 1 à l'état 2.

Mais, il existe en Thermodynamique des fonctions F liées aux variables d'état dont les variations Δ F au cours d'une transformation sont **indépendantes** du **chemin suivi**. Ces grandeurs ou fonctions sont dites **fonctions d'état**, elles sont caractérisées par :

- par leur indépendance en fonction du chemin suivi par la transformation
- par le fait que la différentielle dF est une différentielle exacte

alors, $\Delta F_{12} = F_2 - F_1$ **ceci qq.soit le chemin suivi**

ex. : l'énergie interne U, l'enthalpie H et l'entropie S sont des **fonctions d'état** * mais, le travail W et la chaleur Q **ne sont pas** des fonctions d'état

Conclusion

En plus du **premier** et du **deuxième principe**, la thermodynamique postule encore deux autres principes, à savoir :

- le **principe 0** ou principe de **l'équilibre thermique** selon lequel :

" **Deux corps en équilibre thermique avec un troisième corps sont en équilibre thermique entre eux** "

Corollaire : " **Deux corps ou objets en équilibre thermique ont même température** "

Ce corollaire permet **de définir** un thermomètre de référence avec g = at + b, où les constantes a et b sont fixées à partir de points fixes (p.ex mélange eau + glace à 0 °C et eau bouillante à 100 °C).

Mesure de la température

Les principaux thermomètres utilisés sont :

- le thermomètre à mercure
- la résistance de platine utilisable entre 200 et 630 °C
- les thermocouples basées sur l'effet Seebeck (ex. le couple Pt-Pt rhodié entre 600 et 1300 °C)
- les résistances à semiconducteurs (Ge) pour T < 77 K
- les pyromètres optiques de 500 à 3000 °C, basés sur la comparaison des luminances de deux sources de lumière

- le **troisième principe** ou **principe de Nernst** selon lequel l'entropie S d'un corps est **nulle** à 0 K

  - en effet, d'après le deuxième principe l'entropie S n'est déterminée qu'à une constante près

  - cette indétermination est levée par le troisième principe

3. Les Echanges d'énergie : travail, chaleur, énergie interne

Le premier principe

Le but de la thermodynamique est d'étudier les **propriétés** des systèmes et **leurs évolutions** en fonction des échanges d'énergie avec le milieu extérieur. Un système peut échanger de la masse et de l'énergie avec le milieu extérieur, alors son **état change** par gain ou perte de masse ou d'énergie. On dit que le système subit une transformation qui entraîne une variation des variables d'état.

Chaque système a un **certain contenu en énergie** sous diverses formes, telles :

- l'énergie mécanique (cinétique ou potentielle)
- l'énergie chimique dégagée sous forme de chaleur lors des réactions chimiques
- l'énergie nucléaire ($E = mc^2$) résultant d'une variation de la masse du noyau

Dans la pratique, les énergies nucléaire et chimique n'interviennent pas, car la masse du système ne varie pas dans les transformations courantes.

3.1 Energie interne U

L'énergie interne d'un système ou d'un corps est le **contenu en énergie** de ce système. Chaque système (solide, liquide ou gazeux) est une collection d'objets tels des atomes, molécules...Ces particules sont toujours animées de mouvements incessants et aléatoires (agitation moléculaire) : vibrations dans les solides ou agitation thermique dans les liquides ou gaz.

A ces mouvements microscopiques des molécules est associée de l'énergie cinétique E_c . De plus, entre ces atomes ou molécules peuvent exister des forces d'interaction (attraction et répulsion) auxquelles on associe une énergie potentielle E_p .

A l'échelle microscopique, l'énergie interne U du système est définie comme la somme des énergies cinétiques E_{ci} et potentielles E_{pi} de toutes les particules formant le système.

ex1 : le **gaz parfait** est caractérisé par l'absence d'interactions entre les molécules ($E_p = 0$)

$U = \sum_i E_{ci}$

alors $U = \Sigma_i \, 1/2\, m v_i^2 = N.1/2\, m v^2$

soit, $\mathbf{U = 3/2\, NkT}$ 3.1)

où N est le nombre de molécules dans l'enceinte

ex2 : le **gaz réel** est caractérisé lui par l'existence d'interactions entre les molécules (alors E_p # 0)

d'où, $U = \Sigma_i E_{ci} + \Sigma E_{pi}$

3.2)

Propriétés de l'énergie interne U

A l'équilibre thermique, l'énergie interne U :

- est une énergie exprimée en joule [J] ou [kcal]
- elle a une valeur **bien définie** connue à une constante près (non connue dans l'absolu)
- c'est une fonction d'état

L'énergie interne U caractérise le contenu ou niveau énergétique du système thermodynamique. L'énergie interne U d'un système **peut varier** par suite d'échanges d'énergie avec le milieu extérieur. Les énergies sont principalement échangées sous forme de chaleur (Q) et de travail (W).

3.2 La chaleur Q

La chaleur est une forme spéciale de l'énergie :

- c'est une énergie exprimée en joule [J] ou [kcal]
- à l'échelle microscopique, c'est une énergie échangée sous forme **désordonnée** par agitation moléculaire (c.à.d par chocs entre les molécules en mouvement)
- elle s'écoule toujours d'une source chaude vers une source froide
- la chaleur **n'est pas** une fonction d'état

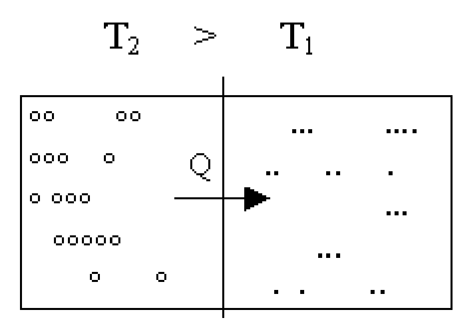


Fig. 3.1 : Transfert de chaleur Q par l'agitation moléculaire (en enlevant la cloison adiabatique)

On distingue entre deux types de chaleur :

a) La chaleur sensible

- elle est liée à une **variation de température Δ T** du système par suite d'un réchauffement ou d'un refroidissement
- elle est proportionnelle à la masse de matière et à la différence de température

- d'où, pour une **transformation infinitésimale** :

$$\mathbf{dQ = mcdT}$$

3.3)

où, c désigne la chaleur massique du matériau ou fluide exprimée en $[Jkg^{-1}K^{-1}]$

- **Transformation finie**

La chaleur Q échangée lors d'une **transformation finie** entre l'état 1 et l'état 2 s'obtient en intégrant la relation 3.3 valable pour une transformation infinitésimale. On distingue alors plusieurs cas selon la valeur de c :

$$\mathbf{Q = \int mcdT}$$

- **la chaleur massique reste constante (c = cte)**

alors, $Q_{12} = \int_{12} mcdT = mc\int_{12} dT = mc(T_2 - T_1)$

soit, $\mathbf{Q_{12} = mc\Delta T = mc (T_2 - T_1) = mc(t_2 - t_1)}$

3.4)

- **la chaleur massique varie**, valeur moyenne c = $Cm_{T_1}^{T_2}$

c varie dans l'intervalle $[T_1,T_2]$, on prend alors une valeur moyenne pour c = $Cm\Big|_{T1}^{T2}$

$$\mathbf{Q = m}\, Cm\Big|_{T1}^{T2}\, \mathbf{(T_2 - T_1)}$$

3.5)

où, la valeur moyenne, $Cm_{T_1}^{T_2} = \dfrac{Cm_0^{T_2} T_2 - Cm_0^{T_1} T_1}{T_2 - T_1}$

3.6)

car, $Q_{12} = Q_{02} - Q_{01}$

=> la valeur moyenne est calculée à partir de Tables donnant $Cm\Big|_0^T$

- **la chaleur massique est une fonction de T : c = f(T) =** $\mathbf{a_0 + aT + bT^2}$

d'où, $$Q_{12} = m\int_1^2 C dT = \int_1^2 (a_o + aT + bT^2 + \ldots) dT$$

On distingue généralement entre chaleurs massiques à pression constante ou volume constant, notée c_p ou c_v :

- pour les solides ou liquides, on a : $\mathbf{c_p \sim c_v = c}$
- mais pour les gaz : $c_p \# c_v$ et $\mathbf{c_p/c_v = \gamma}$

b) La chaleur latente

La chaleur latente est la chaleur nécessaire à 1 kg de matière pour changer d'état à **température constante**, elle est définie par :

$$\mathbf{Q = mL}$$

3.7)

où, L est la chaleur massique associée à un **changement d'état**, cette chaleur est soit **libérée** (V-> L) ou **absorbée** (L-> V).On distingue entre chaleurs latentes de fusion, de vaporisation, de sublimation etc...

***Remarque** : Les changements d'état sont mis à profit dans les Machines Thermiques car ils **libèrent** d'importantes quantités de chaleur : ceci permet de réduire sensiblement la taille des échangeurs et des compresseurs (économie de matière et d'énergie).

c) Loi des mélanges

Par contact ou mélange de deux corps à des températures différentes, il y a transfert de chaleur : à l'équilibre thermique les deux corps ont alors même température et $T = T_m$ (température finale du mélange).

La température du mélange T_m s'obtient à partir du bilan d'énergie des deux systèmes ou corps.

$\mathbf{Q_{am} + Q_{bm} = Q_p}$ où, Q_p sont les pertes de chaleur du système non adiabate.

- Si le système est **adiabate** ($Q_p = 0$), alors on a :

$$m_a c_a (T_m - T_a) + m_b c_b (T_m - T_b) = 0$$

$$t_M = \frac{m_a c_a t_a + m_b c_b t_b}{m_a c_a + m_b c_b}$$

3.3 Le travail W

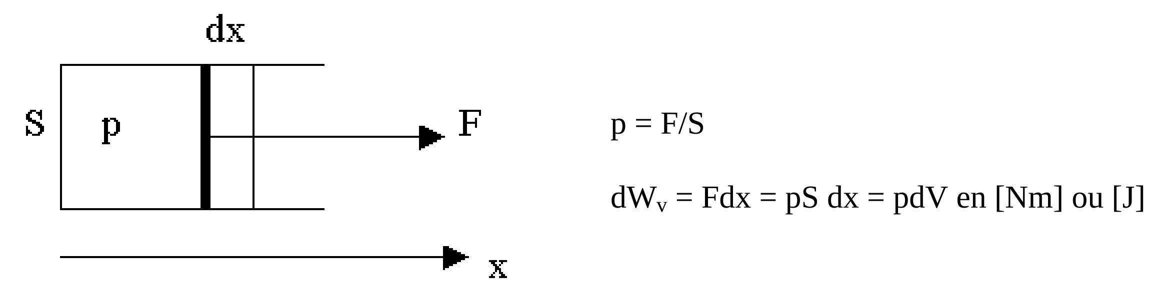
Le travail est une **autre forme** de l'énergie (énergie mécanique) :

- c'est une énergie exprimée en [J] ou [kcal]
- à l'échelle microscopique c'est une énergie échangée de façon **ordonnée** (grâce au déplacement du piston qui imprime une certaine direction aux atomes)
- ce **n'est pas** une fonction d'état

On distingue entre travail volumétrique, travail technique et travail fe frottement.

- **Travail volumétrique W_v**

Le travail résulte le plus souvent d'une variation de volume du système **déformable** (non rigide) : ex. le déplacement d'un piston. On parle alors de travail volumétrique définit par :



$p = F/S$

$dW_v = Fdx = pS\,dx = pdV$ en [Nm] ou [J]

Fig. 3.2 : Transfert de travail

d'où, le **travail élémentaire** : $\mathbf{dW_v = - pdV}$

3.8)

***Remarque** :

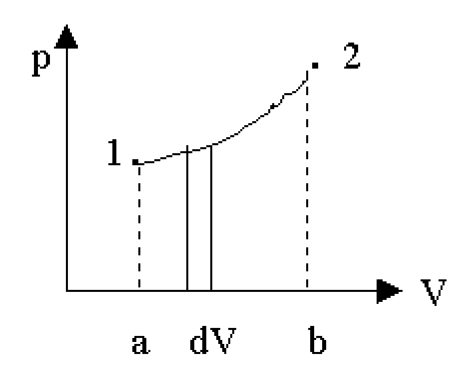
- le **signe moins (-)** est imposé par la convention de signe des énergies
- si le piston se déplace vers la droite alors dV augmente (dV>0) et le travail est **cédé** ou **fournie** au milieu extérieur (donc le travail est <0)

** Calcul du travail volumétrique W_v pour une transformation finie*

Pour calculer le travail total entre l'état 1 et l'état 2, il faut intégrer la relation 3.8), d'où :

$$W_{12} = -\int_1^2 pdV = aire.de.a12b$$

3.9)



On distingue alors plusieurs cas :

a) transformation isobare (p = cte)

alors, $\mathbf{W_{12}} = -p\int_{12} dV = \mathbf{-p[V_2 - V_1]}$

3.10)

b) transformation isotherme (T = cte)

alors, $W_{12} = - \int_{12} pdV$ or $pV = nRT$

d'où, $W_{12} = - \int_{12} nRT\, dV/V = -nRT \int_{12} dV/V$

$\mathbf{W_{12} = nRT\ln V_1/V_2 = nRT\ln P_2/p_1}$

3.10a)

c) transformation isochore (V = cte)

alors, $dV = 0$ et le travail est nul, $\mathbf{W_{12} = 0}$

- **Travail technique W_t**

Le travail technique W_t intervient dans les **systèmes ouverts** (Machines à piston, Turbines, fluides en écoulement...), il est défini par la relation suivante :

- transformation élémentaire : $dW_t = Vdp$

3.11)

- transformation finie : $W_t = \int_{12} Vdp$

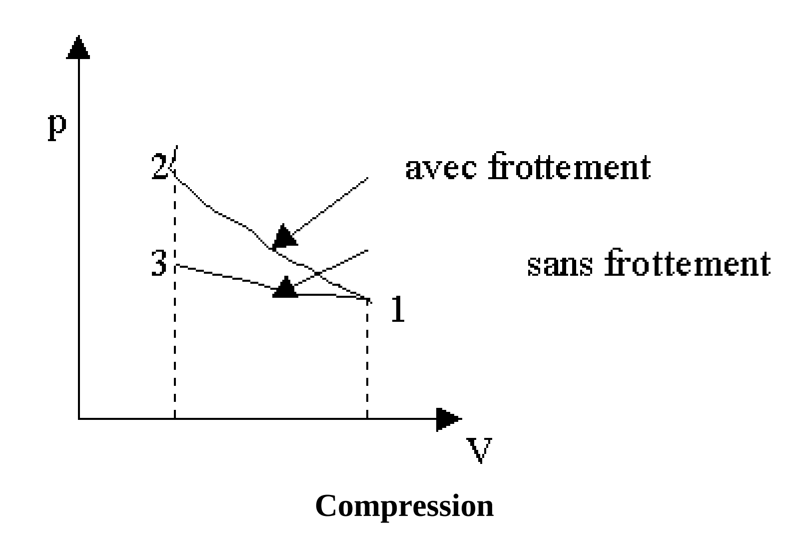
** Calcul du travail technique W_t : il s'effectue par intégration de la relation 3.11 selon les mêmes règles que pour le travail volumétrique :*

- pour une transformation **isobare** ($dp = 0$) : on a $\mathbf{W_{t12} = 0}$
- une transformation **isochore** (V = cte) : $\mathbf{W_{t12} = V(p_2 - p_1)}$

- **Travail de frottement W_f**

Le travail de frottement W_f est une énergie mécanique dissipée par suite de frottement mécanique ou d'autres processus. Alors, le travail global d'un système fermé est donné par :

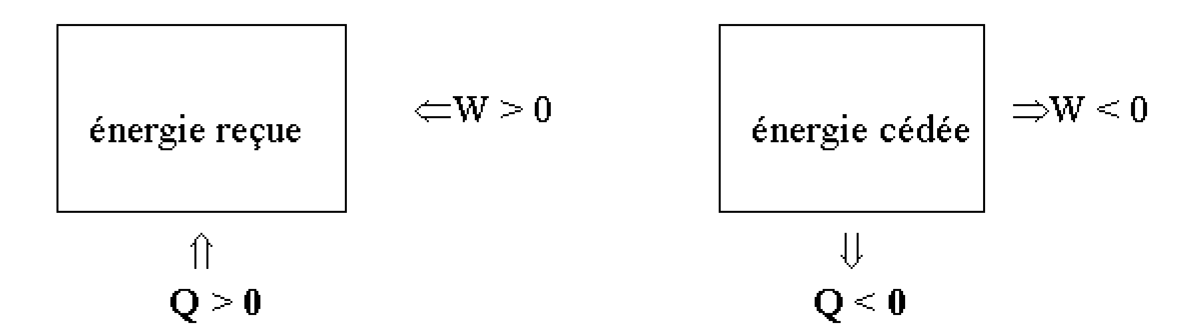
$$W_g = W_v + W_f$$



Compression

- ***Convention de signe des énergies échangées (chaleur, travail...)***

- *les énergies (W,Q)* ***reçues*** *par le système sont* ***comptées > 0*** *et affectées du* ***signe +***
- *les énergies (W,Q)* ***cédées*** *par le système sont* ***comptées < 0*** *et affectées du* ***signe -***



3.4 Le premier principe

Le premier principe dit aussi principe de **conservation de l'énergie**, stipule que :

- l'énergie du système **se conserve** au cours des transformations du système (c.à.d ne se dégrade pas)
- l'énergie du système est **seulement transformée** d'une forme d'énergie en une autre (équivalence des formes d'énergie)

L'énergie d'un **système isolé** reste constante, U = cte.

L'énergie d'un **système non isolé** peut **varier** par suite d'échanges d'énergie (Q,W) avec le milieu extérieur, alors le système évolue d'un état 1 à un état 2 : on dit qu'il **subit une transformation**.

D'après le premier principe :

- la variation d'énergie interne du système au cours d'une transformation est égale à la somme algébrique des énergies échangées W + Q
- l'énergie interne su système varie donc pendant la transformation de

$$\Delta U = U_2 - U_1 = W + Q$$

U_1 ⇐ W + Q ⇒ U_2

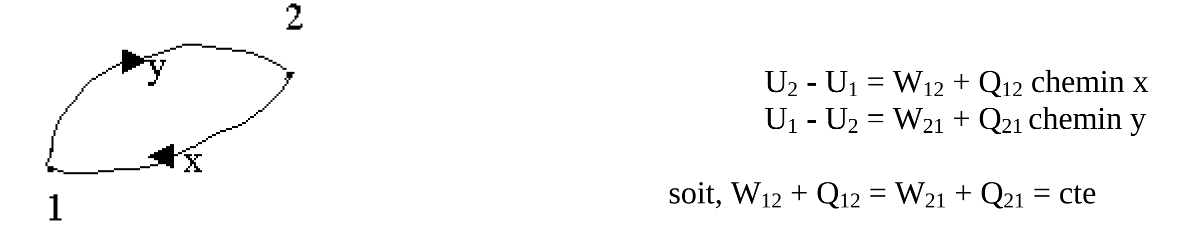
Fig. 3.3 : Variation de l'énergie interne du système

Enoncé du premier principe

" **La somme algébrique du travail W et de la chaleur Q échangés par le système avec le milieu extérieur est égale à la variation Δ U de son énergie interne** ".

- cette variation est **indépendante** de la nature des transformations, c.à.d du chemin suivi par cette transformation
- cette variation **ne dépend que** de l'état intial 1 et de l'état final 2

En d'autres termes, l'énergie interne est une **fonction d'état**, c.à.d. que sa variation ne dépend pas du chemin suivi par la transformation. En effet, considérons deux transformations entre l'état 1 et l'état 2 formant un cycle, selon le chemin suivi x ou y, on a :



$U_2 - U_1 = W_{12} + Q_{12}$ chemin x
$U_1 - U_2 = W_{21} + Q_{21}$ chemin y

soit, $W_{12} + Q_{12} = W_{21} + Q_{21} = cte$

Fig. 3.4 : Variation de U au cours d'un cycle

On a ainsi démontré que la somme W + Q égale à Δ U **ne dépend pas du chemin suivi** et donc la fonction U est une fonction d'état (alors que W et Q pris individuellement ne sont pas des fonctions d'état).

Expression mathématique du premier principe

L'expression mathématique du premier principe est donc :

- **pour un système fermé**
  - si la transformation est **finie** : $\Delta U = U_2 - U_1 = W + Q$

3.12)

  - si la transformation est **élémentaire :** $dU = dW + dQ$

3.13)

- **pour un système ouvert**

c.à.d pour un système avec écoulement de fluide, il faut alors ajouter en plus la **variation d'énergie cinétique** E_C du fluide, d'où :



$$\Delta U + \Delta E_C = W + Q \qquad 3.14)$$

Les équations 3.12 à 3.14 sont d'une importance capitale en thermodynamique, car ils permettent de :

- dresser le **bilan d'énergie** du système (machines thermiques, enceinte...)
- éfinir le **rendement** ou le coefficient de performance de ces machines

3.5 Enthalpie H

L'enthalpie est définie par la relation :

$$H = U + pV$$

3.15)

- c'est une énergie exprimée en [J] ou [kcal]
- c'est aussi une **fonction d'état** comme l'énergie interne U

On a vu que pour une transformation infinitésimale que : $dU = dW + dQ$

soit, $dU = dQ - pdV$

3.16)

or, $dH = dU + d(pV) = dU + pdV + Vdp$

soit, $dH = dQ + Vdp$

3.17)

Conséquences

- pour une **transformation isochore** (V = cte) : **dU = dQ** (car dV = 0)

d'où, Δ **U =** $\boldsymbol{\Delta}$ **Q = mc**$_{v\Delta}$ **T**

3.18)

et $\mathbf{c_v = (dU/dT)_v}$

3.19)

- pour une **transformation isobare** (p = cte) : **dH = dQ** (car dp = 0)

d'où, Δ **H =** $\boldsymbol{\Delta}$ **Q = mc**$_{p\Delta}$ **T**

3.20)

et $\mathbf{c_p = (dH/dT)}$

3.21)

- pour les **transformations isochores**, on utilisera donc la **fonction énergie interne** soit **U = f(V,T)** et les relations 3.18 et 3.19.
- pour les transformations **isobares**, on utilisera par contre la **fonction enthalpie**, soit **H = f(p,T)** et les relations 3.20 et 3.21.

Autres Relations : les coefficients calorimétriques

On utilise souvent les relations suivantes :

$$\mathbf{dQ = c_v dT + ldV \text{ ou } dQ = c_p dT + hdp}$$

3.22)

$$dU = (l - p)dV + c_v dT$$

$$dH = (h + V)dp + c_p dT$$

où, l et h sont dits les coefficients calorimétriques

On montre que :

$$\mathbf{l = (c_p - c_v)(dT/dV)_p}$$

3.23)

$$\mathbf{h = - (c_p - c_v)(dT/dp)_V}$$

3.24)

On pose également :

$$\mathbf{dQ = \lambda\, dp + \mu\, dV}$$

avec, $\lambda = c_p(dT/dp)_V$

3.25)

$\mu = c_V(dT/dV)_p$

3.26)

CONCLUSION : **Premier principe et généralisation**

- **Systèmes fermés :**

$$\Delta \mathbf{U = W_{v12} + Q_{12}}$$

où, $\mathbf{W_v = - \int pdV}$ est le travail volumétrique

- *s'il y a frottement* : $\Delta \mathbf{U = W_{v12} + W_{f12} + Q_{12}}$

où, W_f est le travail de frottement

- **Systèmes ouverts stationnaires :**

pour ces systèmes, il y a conservation de la masse : $q_{m1} = q_{m2}$

soit, $\rho\ _1\mathbf{S_1 w_1 = \rho\ _2 S_2 w_2}$

- si, Δ **Ec = Δ Ep = 0**

$$\mathbf{\Delta U = W_{t12} + p_1V_1 - p_2V_2 + Q_{12} = W_{g12} + Q_{12}}$$

avec, $W_{g12} = W_{t12} + p_1V_1 - p_2V_2$

- si, **Δ Ec et Δ Ep $\neq$ 0**

$$\Delta \mathbf{H = W_{t12} + Q_{12} - 1/2m(w_2^2 - w_1^2) - mg(z_2 - z_1)}$$

où $\mathbf{W_t = \int Vdp}$ est le **travail technique** et Δ Ec et Δ Ep les variations des énergies cinétique et potentielle du fluide en écoulement

Exercices : Travail, chaleur, énergie interne

Systèmes Fermés

Ex1 : Dans un cylindre adiabatique de 500 l se trouve un gaz dont la pression est maintenue à 2 bar par un piston lesté d'une masse adéquate. On fournit à ce gaz un travail de frottement W_{f12} égal à 0,2 kWh, cecii entraîne une élévation de la température du système de 18° à 600 °C. La pression atmosphérique est de 0,98 bar.

- a) Evaluer le travail volumétrique du piston, expliquer son signe
- b) Comment varie l'énergie interne du système
- c) Quel est le travail de déplacement du piston contre l'atmosphère extérieure
- d) Quel est le travail utile du piston

Rép :

- a) W_{v12} = - 200 kJ
- b) $U_2 - U_1$ = + 520 kJ
- c) W_{d12} = - 98 kJ
- d) W_{u12} = - 102 kJ

Ex2 : A une enceinte adiabate remplie de gaz on prélève de façon réversible un travail volumétrique de 1,5 MJ.

- a) De quelle valeur diminue l'énergie interne du système
- b) Quel travail de frottement faudrait-il fournir à l'enceinte pour annuler cette variation de l'énergie interne

Rép : a) ΔU = -1,5 MJ b) W_f = + 1,5 MJ

Ex3 : Le cylindre de l'exercice 1 n'est plus adiabate et on fournit au gaz contenu dans ce cylindre un travail de frottement égal à 0,2 kWh. La moité de ce travail de frottement sert à augmenter l'énergie interne de ce système avec pour résultat d'augmenter la température du gaz de 18° à 309 °C.

- a) Quel est alors le travail volumétrique échangé, expliquer son signe
- b) Evaluer la chaleur dissipée

Rép : a) W_{v12} = - 100 kJ b) Q_{12} = - 260 kJ, (comparer avec ex1)

Ex4 : Calculer l'expression du travail volumétrique pour une transformation isotherme d'un gaz supposé parfait en fonction des volumes ou des pressions initiale et finale du système.

Ex5 : Calculer la chaleur massique moyenne d'un corps dans l'intervalle de température [T_1, T_2], sachant que la chaleur Q_{12} nécessaire pour élever la température de T_1 à T_2 est égale à la différence des quantités de chaleur Q_{02} et Q_{01} nécessaires pour faire passer la température de 0 à T degré.

- **Systèmes Ouverts**

Ex1 : Dans une machine adiabate arrive 10 m^3 d'air à 5 bar. Cet air effectue dans la machine un travail interne de 6,47 MJ et sort alors à 1bar et avec un volume de 31,5 m^3. On négligera la variation des énergies cinétique et potentielle de l'air dans la machine.

a) Comment varient l'énergie interne et l'enthalpie de l'air pendant son écoulement

Rép : a) Δ U = - 4,62 MJ et Δ H = - 6,4 MJ

Ex2 : Dans un compresseur à parois non adiabates, on comprime de l'air par apport de travail interne égal à 10 MJ. L'enthalpie de l'air ne change pendant ce processus de compression.

a) Quelle quantité de chaleur est fournie ou cédée au système pendant cette compression

Rép : a) Q_{12} = - 10 MJ, expliquer le signe

- **Transfert de chaleur**

Ex1 : On réchauffe 500 kg d'aluminium de 300 °C à 500 °C par apport de chaleur. Quelle quantité de chaleur faut-il fournir

- a) On évaluera la chaleur massique moyenne de l'aluminium dans l'intervalle de température à partir des chaleurs massiques tabulées en f(T)
- b) Calculer Q_{12}

Rép : a) $c_m(t_1,t_2)$ = 1,049 KJ/kgK b) Q_{12} = 104,9 MJ

Ex2 : Dans un échangeur de chaleur on refoidit de l'air à pression constante de 100° à 20 °C. On néglige les pertes par frottement dans l'échangeur. La chaleur massique moyenne de l'air est 1,013 kJ/kgK.

- a) Quelle est la chaleur retirée à l'air
- b) Comment varie l'enthalpie de l'air

Rép : a) Q_{12} = - 8,1 MJ b) $H_2 - H_1$ = - 8,1 MJ

Ex3 : Une pièce d'acier de 120 kg de chaleur massique moyenne c_a = 0,58 kJ/kgK est plongée dans un bain d'huile de 550 kg afin de la durcir : alors la température du bain d'huile passe de 22° à 65 °C. La chaleur massique moyenne de l'huile est c_b = 1,7 KJ/kgK. On considère le système comme adiabate.

a) Quelle est la température initiale de la pièce d'acier

Rép : a) t_a = 643 °C

Tableau des valeurs

T 2.2: Mittlere molare und spezifische Wärmekapazität von Gasen bei konstantem Druck für den idealen Gaszustand.[1] $C_{mp}\big|_{0\,°C}^{t}$ in $\frac{kJ}{kmol\,K}$ $c_{pm}\big|_{0\,°C}^{t}$ in $\frac{kJ}{kg\,K}$

Temp. in °C	H_2		N_2		O_2		CO	
	$C_{mp}\big\|_{0\,°C}^{t}$ $\frac{kJ}{kmol\,K}$	$c_{pm}\big\|_{0\,°C}^{t}$ $\frac{kJ}{kg\,K}$	$C_{mp}\big\|_{0\,°C}^{t}$ $\frac{kJ}{kmol\,K}$	$c_{pm}\big\|_{0\,°C}^{t}$ $\frac{kJ}{kg\,K}$	$C_{mp}\big\|_{0\,°C}^{t}$ $\frac{kJ}{kmol\,K}$	$c_{pm}\big\|_{0\,°C}^{t}$ $\frac{kJ}{kg\,K}$	$C_{mp}\big\|_{0\,°C}^{t}$ $\frac{kJ}{kmol\,K}$	$c_{pm}\big\|_{0\,°C}^{t}$ $\frac{kJ}{kg\,K}$
0	28,62	14,20	29.10	1,039	29,27	0,9148	29,12	1,040
100	28,94	14,36	29,12	1,039	29,53	0,9227	29,16	1,041
200	29,07	14,42	29,20	1,042	29,92	0,9351	29,29	1,046
300	29.14	14,45	29,35	1,048	30,39	0,9496	29,50	1,053
400	29,19	14,48	29,56	1,055	30,87	0,9646	29,77	1,063
600	29,32	14,54	30,11	1,075	31,75	0,9922	30,41	1,086
800	29,52	14,64	30,69	1,096	32,49	1,0154	31,05	1,109
1000	29,79	14,78	31,25	1,116	33,11	1.0347	31,65	1,130
1200	30,12	14,94	31,77	1,134	33,62	1.0508	32,17	1,149
1400	30,47	15,12	32,22	1,150	34,07	1,0648	32,63	1,165
1600	30,84	15,30	32,62	1,164	34,47	1,0772	33,03	1,179
1800	31,21	15,48	32,97	1,177	34,83	1,0885	33,38	1,192
2000	31,58	15,66	33,28	1,188	35,17	1,0990	33,69	1.203
2200	31,93	15,84	33.55	1,198	35,48	1,1089	33,96	1,212
2500	32,44	16,09	33,91	1,210	35,93	1,1229	34,31	1,225
3000	33.22	16,48	34,40	1,228	36,62	1,1443	34,79	1,242
M in $\frac{kg}{kmol}$	2,0158		28,0134		31,9988		28,0104	
ϱ_n in $\frac{kg}{m^3}$	0,08988		1,2504		1,4290		1,2505	

Temp. in °C	H_2O		CO_2		SO_2		Luft	
	$C_{mp}\big\|_{0\,°C}^{t}$ $\frac{kJ}{kmol\,K}$	$c_{pm}\big\|_{0\,°C}^{t}$ $\frac{kJ}{kg\,K}$	$C_{mp}\big\|_{0\,°C}^{t}$ $\frac{kJ}{kmol\,K}$	$c_{pm}\big\|_{0\,°C}^{t}$ $\frac{kJ}{kg\,K}$	$C_{mp}\big\|_{0\,°C}^{t}$ $\frac{kJ}{kmol\,K}$	$c_{pm}\big\|_{0\,°C}^{t}$ $\frac{kJ}{kg\,K}$	$C_{mp}\big\|_{0\,°C}^{t}$ $\frac{kJ}{kmol\,K}$	$c_{pm}\big\|_{0\,°C}^{t}$ $\frac{kJ}{kg\,K}$
0	33,47	1,858	35,93	0,8165	38,97	0,6083	29,07	1,004
100	33,71	1,871	38,17	0,8673	40,71	0,6355	29,15	1,007
200	34,08	1,892	40,13	0,9118	42,43	0,6624	29,30	1,012
300	34,54	1,917	41,83	0,9505	43,99	0,6868	29,52	1,019
400	35,05	1,945	43,33	0,9846	45,35	0,7079	29,79	1,029
600	36,15	2,007	45,85	1,0417	47,55	0,7423	30,41	1,050
800	37,34	2,073	47,86	1,0875	49,20	0.7680	31,03	1,071
1000	38,56	2,140	49,50	1,1248	50,47	0.7879	31,60	1,091
1200	39,76	2,207	50,85	1,1555	51,49	0,8038	32,11	1,109
1400	40,91	2,271	51,98	1,1811	52,31	0,8167	32,57	1,124
1600	42,00	2,332	52,93	1,2027	53,00	0,8273	32,97	1,138
1800	43,03	2,388	53,74	1,2211	53,59	0,8365	33,32	1.150
2000	43,97	2,441	54,44	1,2370	54,09	0,8444	33,64	1.161
2200	44.86	2,490	55,06	1,2510	54,54	0.8514	33,93	1,171
2500	46,07	2,557	55,85	1,2690	55,13	0,8606	34,31	1,185
3000	47,82	2,654	56,91	1,2932	55,95	0.8734	34,84	1,203
M in $\frac{kg}{kmol}$	18,0152		44,0098		64,059		28,963	
ϱ_n in $\frac{kg}{m^3}$	0,8038		1,9770		2,9310		1,2930	

T 2.1 Stoffwerte von Gasen[1]

[1] R_i und C_{mp} nach Schmidt [6].

Gas	Chemisches Symbol	Molares Normvolumen V_{mn} bei 0 °C, 1,01325 bar $\frac{m^3}{kmol}$	Molare Masse M $\frac{kg}{kmol}$	Spezielle Gaskonstante R_i $\frac{J}{kg\,K}$
Helium	He	22,426	4,0026	2077,2
Argon	Ar	22,392	39,948	208,1
Wasserstoff	H_2	22,428	2,0158	4124,9
Stickstoff	N_2	22,403	28,0134	296,9
Sauerstoff	O_2	22,392	31,9988	259,8
Luft (trocken)	—	22,400	28,963	287,2
Kohlenmonoxid	CO	22,400	28,0104	297,0
Kohlendioxid	CO_2	22,261	44,0098	189,0
Schwefeldioxid	SO_2	21,856	64,059	130,0
Ammoniak	NH_3	22,065	17,0304	488,3
Methan	CH_4	22,360	16,043	518,7
Ethin (Acetylen)	C_2H_2	22,226	26,038	319,6
Ethen (Ethylen)	C_2H_4	22,245	28,054	296,6
Ethan	C_2H_6	22,191	30,069	276,5

V_{mn}, M und ϱ_n nach DIN 1871 (5.80), übrige Werte nach Gl 2.21 und Gl 2.22 berechnet.

Dichte im Normzustand ϱ_n bei 0 °C, 1,01325 bar $\frac{kg}{m^3}$	Molare und spezifische Wärmekapazität bei 0 °C und idealem Gaszustand C_{mp} $\frac{kJ}{kmol\,K}$	c_p $\frac{kJ}{kg\,K}$	C_{mv} $\frac{kJ}{kmol\,K}$	c_v $\frac{kJ}{kg\,K}$	$\varkappa = \frac{c_p}{c_v}$ bei 0 °C und idealem Gaszustand	Gas
0,17848	20,9644	5,2377	12,6500	3,1605	1,657	Helium
1,7840	20,7858	0,5203	12,4714	0,3122	1,667	Argon
0,08988	28,6228	14,1992	20,3084	10,0743	1,409	Wasserstoff
1,2504	29,0967	1,0387	20,7823	0,7418	1,400	Stickstoff
1,4290	29,2722	0,9148	20,9578	0,6550	1,397	Sauerstoff
1,2930	29,0743	1,0038	20,7599	0,7166	1,401	Luft
1,2505	29,1242	1,0398	20,8098	0,7428	1,400	Kohlenmonoxid
1,9770	35,9336	0,8165	27,6192	0,6275	1,301	Kohlendioxid
2,9310	38,9666	0,6083	30,6522	0,4783	1,271	Schwefeldioxid
0,7718	35,0018	2,0553	26,6874	1,5670	1,312	Ammoniak
0,7175	34,5667	2,1546	26,2523	1,6359	1,317	Methan
1,1715	39,3536	1,5114	31,0392	1,1918	1,268	Ethin (Acetylen)
1,2611	45,1842	1,6106	36,8698	1,3140	1,226	Ethen (Ethylen)
1,3550	51,9556	1,7279	43,6412	1,4514	1,191	Ethan

T 1.7a Mittlere spezifische Wärmekapazität $c_{pm}|_{0\,°C}^{t}$ einiger Metalle

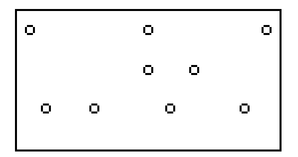
Temperaturbereich	0 °C — 100 °C $\frac{kJ}{kg\,K}$	0 °C — 300 °C $\frac{kJ}{kg\,K}$	0 °C — 500 °C $\frac{kJ}{kg\,K}$
Aluminium	0,908	0,954	0,992
Blei	0,131	0,136	—
Eisen, rein	0,464	0,469	0,473
Stahl, 0,2 % C	0,473	0,502	0,540
Stahl, 1,0 % C	0,490	0,515	0,552
Gußeisen	0,544	0,573	0,590
Kupfer	0,387	0,401	0,408

LES GAZ PARFAITS ET REELS

4.1. Le gaz parfait

Le gaz parfait est un **gaz idéal** :

- il correspond à un **gaz dilué** c.à.d un gaz à pression réduite
- c'est un ensemble de N atomes ou molécules identiques sans interaction entre eux et soumis à une agitation perpétuelle et aléatoire (dite agitation moléculaire ou thermique)



- les molécules se déplacent dans toutes les directions
- l'énergie cinétique d'une molécule est $1/2\ mv_i^2$

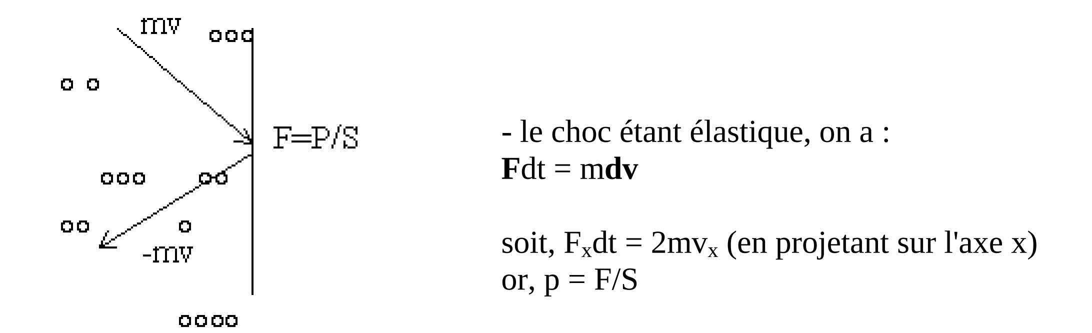
Fig. 4.1 : Modèle du gaz parfait

Hypothèses du gaz parfait (Théorie cinétique des gaz)

- les atomes ou molécules du gaz sont assimilés à des masses ponctuelles
- les molécules sont **sans interaction** entre elles (énergie potentielle $E_p = 0$)
- la pression est due aux nombreux **chocs** des molécules sur les parois de l'enceinte

4.1.1 La pression du gaz

La pression du gaz résulte des chocs élastiques des molécules sur les parois de l'enceinte. Soit N le nombre total de molécules dans l'enceinte ($N \sim 10^{23}$ molécules/m^3).



- le choc étant élastique, on a :
$\mathbf{F}dt = m\mathbf{dv}$

soit, $F_x dt = 2mv_x$ (en projetant sur l'axe x)
or, $p = F/S$

Fig. 4.2 : Chocs des molécules sur la paroi

Les molécules frappant la surface S de la paroi pendant le temps dt sont comprises dans un cylindre de base S et de hauteur v_xd : or statistiquement **seulement la moitié** de ces molécules se dirige vers la paroi :

- le nombre de molécules frappant la paroi est donc égal à : $1/2\ n_0 S v_x dt$ (où $n_0 = N/V$)
donc, $p = F/S = 1/2\ n_0 S v_x dt.2mv_x/Sdt = n_0 m v_x^2$

- or la répartition des vitesses dans l'enceinte est isotrope, on a : $v_x^2 = v_y^2 = v_z^2 = 1/3\ v^2$
soit, $\mathbf{p = 1/3\ n_0 m v^2}$

4.1)

où v^2 est la vitesse quadratique moyenne des molécules définit par :

$$<v^2> = 1/N \sum_i v_i^2$$

On calcule cette vitesse à partir de la loi de distribution des vitesses de Maxwell (voir exo).

4.1.2 La température absolue du gaz

D'après la théorie cinétique des gaz, la température **absolue T** est un paramètre qui caractérise l'état thermique du gaz, c.à.d **à son degré** d'agitation thermique par la relation :

$$\mathbf{1/2\ mv^2 = 3/2\ kT}$$

4.2)

où k est la constante de Boltzmann

Si le degré d'agitation est élevé (c.à.d v grand), alors la température et aussi la pression du gaz sont élevées. La relation 4.2 définit la température absolue en degré Kelvin [K].

4.1.3 Equation d'état du gaz parfait

La pression p définit par la relation 4.1 peut s'écrire en y introduisant la relation 4.2 :

$$p = Nmv^2/3V = NkT/V$$

$$\text{soit, } pV = NkT = nN_AkT$$

$$\text{d'où, } \mathbf{pV = nRT}$$

4.3)

en posant, $\mathbf{n = N/N_A}$ **et** $\mathbf{R = kN_A}$

où, n est le nombre de moles, N_A est le nombre d'Avogadro et R est la constante universelle des gaz

La relation 4.3 est l'équation bien connue des gaz parfaits. Comme le nombre de moles est donné par :

$$\mathbf{n = N/N_A = m/M}$$

la loi des gaz parfait peut aussi s'écrire :

- pour une **masse m** de gaz : **pV = mrT**

4.4)

avec, **r = R/M** désignant la constante individuelle de chaque gaz

- **Unités**

Dans le système international SI ou MKS, les grandeurs de l'expression 4.3 ou 4.4 s'expriment dans les unités suivantes :

- p = [Pa] ou [N/m^2]
- V = [m^3] et T = [K]
- R = 8,314 [J/Kmol]

avec la constante de Boltzmann : k = R/N_A = 1,38.10^{-23} J/K
et le nombre d'Avogadro : N_A = 6,023.10^{23} molécules/mole

- **Autres lois des gaz parfaits.**

- Loi de Mariotte : à **T = cte : $p_1V_1=p_2V_2$**
- Lois de Gay Lussac et Charles :
  - à **V = cte** : $\frac{p_2}{p_1} = \frac{T_2}{T_1}$
  - à **p = cte** : $\frac{V_2}{V_1} = \frac{T_2}{T_1}$

4.1.4 Energie interne du gaz parfait

L'énergie interne U est la somme des énergies cinétiques (car $E_p = 0$) des N molécules constituant le gaz, soit :

$$U = \sum_i 1/2\ m v_i^2 = 1/2\ N m v^2$$

en y introduisant la relation 4.2, on obtient finalement :
- pour un gaz **monoatomique** : **U = 3/2 nRT**

4.5)

- **Loi de Joule**

Pour un **gaz parfait** :

- l'énergie interne (et aussi l'enthalpie) **ne dépend que de T**
  c.à.d, **U = f(T) et H = f(T)** sont uniquement fonction de T
- les variations Δ U et Δ H pour une transformation **isotherme** (T = cte) sont **nulles**
  Δ U = 0 et Δ H = 0

Conséquences

- Gaz **monoatomique** (Ar,He,Ne,..) :

$$U = 3/2\ nRT \text{ et } H = U + pV = 5/2\ nRT$$

$$\text{soit, } c_v = dU/dT = 3/2\ nR \text{ et } c_p = dH/dT = 5/2\ nR$$

- Gaz **diatomique** (H_2, N_2,.O_2 ,..) : U = 5/2nRT et H=7/2nRT

$$\text{soit, } c_v = 5/2nR \text{ et } c_p = 7/2nR$$

car, il faut ajouter alors aux 3 degrés de liberté de translation des atomes (3x1/2RT), une rotation de la molécule autour de son axe (RT)

4.1.5 Lois des mélanges de gaz

Un mélange de gaz est formé de différents gaz (n_i, M_i) occupant le même volume V : à l'équilibre thermique ces différents gaz sont à la même température T. On définit alors pour chaque gaz une **pression partielle p_i** telle que la pression totale p du gaz soit :

la loi de Dalton : $\mathbf{p = \sum_i p_i}$

4.6)

soit, $pV = NkT = (N_1 + N_2 + ...)kT = p_1V + p_2V + ...$

d'où, $\mathbf{p_i = n_iRT/V}$

4.7)

et on a aussi, $\mathbf{p_i = n_i / \sum_i n_i}$

4.1.6 Diagrammes des gaz parfaits

Deux diagrammes sont principalement utilisés pour réprésenter l'état d'un gaz : les diagrammes de Clapeyron (p,V) et d'Amagat (pV,V).

Pour un gaz parfait, les **isothermes** sont des **hyperboles** d'équation **pV = nRT**, voir Fig. 4.3.

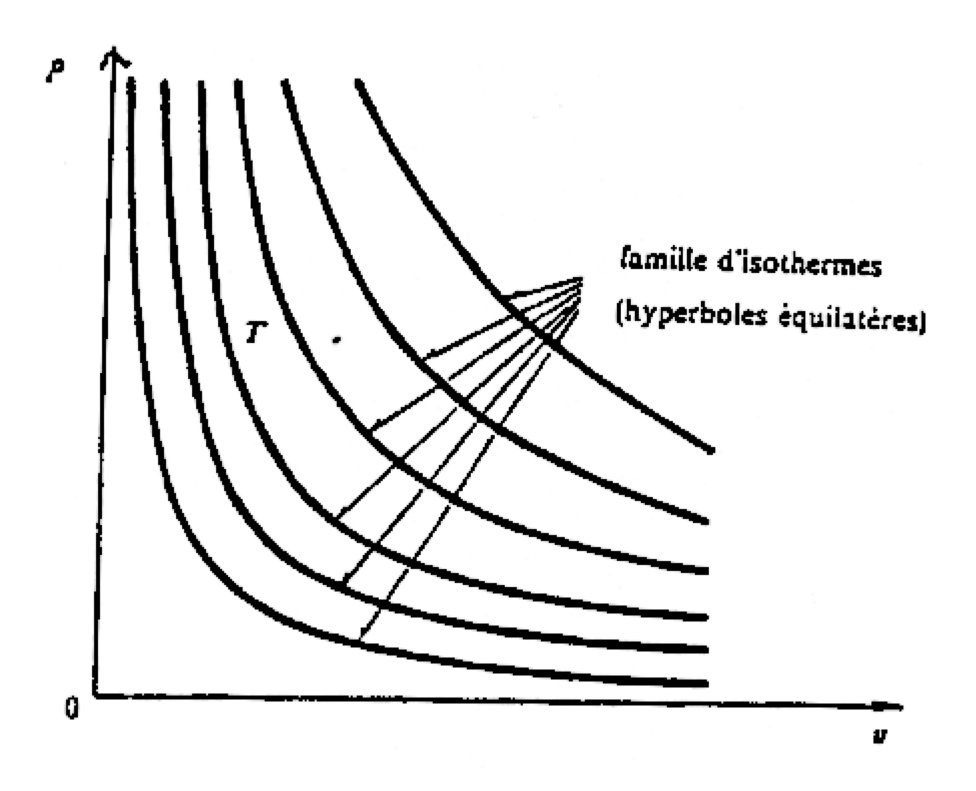


Fig. 4.3 : Diagramme de Clapeyron du gaz parfait

L'avantage du diagramme d'Amagat (Fig. 4.4) est qu'il met bien en évidence les écarts d'un gaz réel par rapport au gaz parfait, surtout aux hautes pressions.

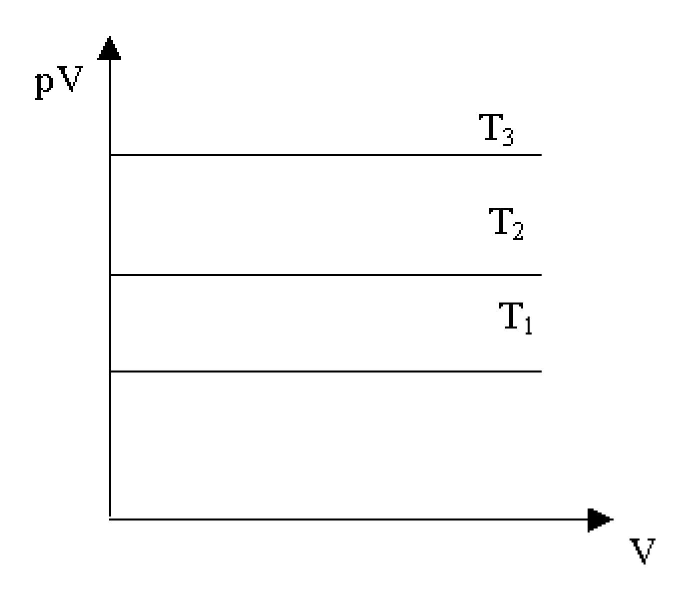


Fig. 4.4 : Diagramme d'Amagat du gaz parfait

4.2. Les gaz réels

Les gaz réels ont un **comportement très différent** des gaz parfaits. Si la pression augmente la loi des gaz réels s'écarte de celle des gaz parfaits, surtout aux hautes pressions (quelques atmosphères). Les gaz réels sont :

- décrits par des **lois différentes** et plus complexes
- **liquéfiables** à une température inférieure à la température critique T_c fonction du gaz

Dans un gaz réel, la distance entre les molécules est grande et donc l'énergie potentielle d'interaction est faible et l'**énergie interne** se présente alors essentiellement sous forme d'énergie cinétique d'agitation thermique. Dans un gaz parfait, ces distances sont très grandes par rapport aux dimensions de ces molécules (supposées ponctuelles) et l'énergie potentielle est nulle.

On distingue alors entre gaz parfait et semi-parfait, satisfaisant à l'equation pV = nRT, mais :

- pour un **gaz parfait** les **chaleurs massiques sont constantes**, l'énergie interne et l'enthalpie ne sont fonction que de T, ces fonctions sont **linéaires** en T
- pour un **gaz semi-parfait** les **chaleurs massiques** sont fonction de la **température**, l'énergie interne et l'enthalpie sont des fonctions **biunivoques** de T

4.2.1 Diagrammes du gaz réel

Si on trace expérimentalement les isothermes des gaz réels dans un diagramme de Clapeyron, on obtient la Fig. 4.5 : les allures de ces isothermes sont très différentes de celles du gaz parfait (Fig. 4.3).

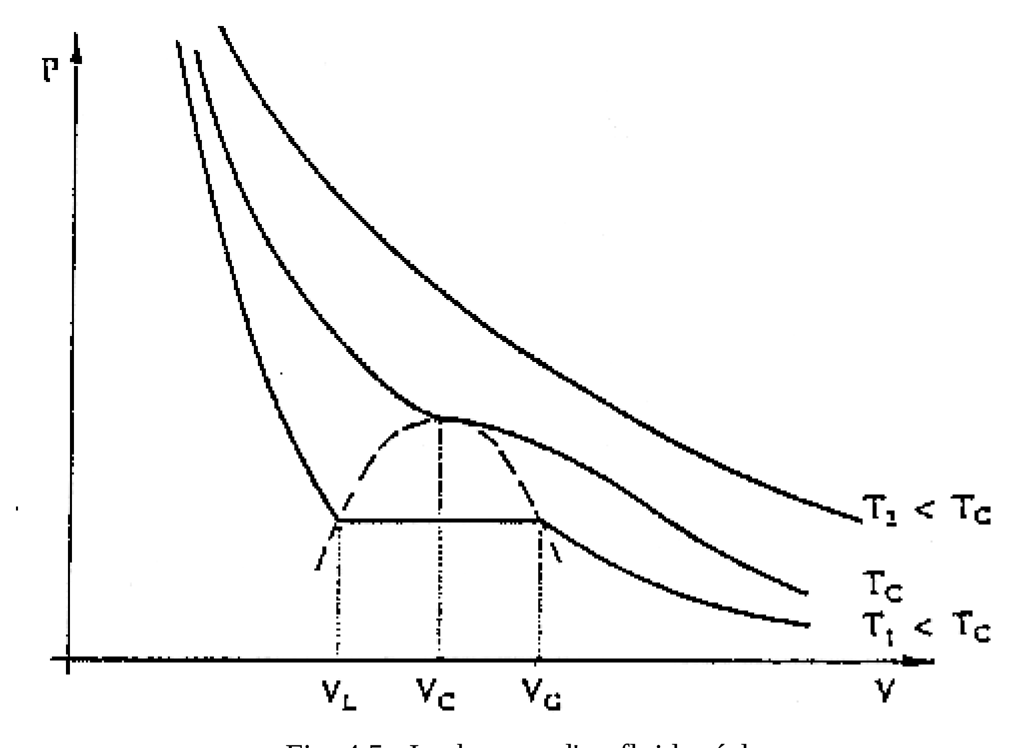


Fig. 4.5 : Isothermes d'un fluide réel

On constate alors que ces isothermes expérimentales ne ressemblent à celles du gaz parfait que pour les **faibles pressions et à grand volume** (cas du **gaz dilué** approchant le gaz parfait).

D'autre part si on **comprime le gaz**, le comportement va dépendre fortement de la température :

- si $\mathbf{T > T_c}$, au-dessus d'une certaine température T_c dite **critique** le fluide se comprime régulièrement en restant à l'état gazeux, mais la loi p = f(V) s'écarte sensiblement de celle du gaz parfait
- si $\mathbf{T < T_c}$, au-dessous de la température critique on observe un début de **liquéfaction** du gaz pour $V = V_G$. La partie de gaz liquéfié augmente progressivement si le volume diminue. Pour $V = V_L$, il n'y a plus que du liquide et la liquéfaction est totale
- si $\mathbf{T = T_c}$, le palier de liquéfaction horizontale se réduit à un point d'inflexion à tangente horizontale caractérisé par les valeurs (p_c , V_c , Tc)

La courbe en pointillé est appelée **courbe de saturation**, en-dessous de cette courbe de saturation on a toujours coexistence de l'état liquide (L) et de l'état gazeux (V) : on a alors un mélange L+V dit **mélange humide** ou **vapeur saturante**.

Ce **mélange ou vapeur humide** est caractérisé par son **titre x**, indiquant la proportion de vapeur dans le mélange :

Le **titre x** (en %) du mélange L+V est défini par :

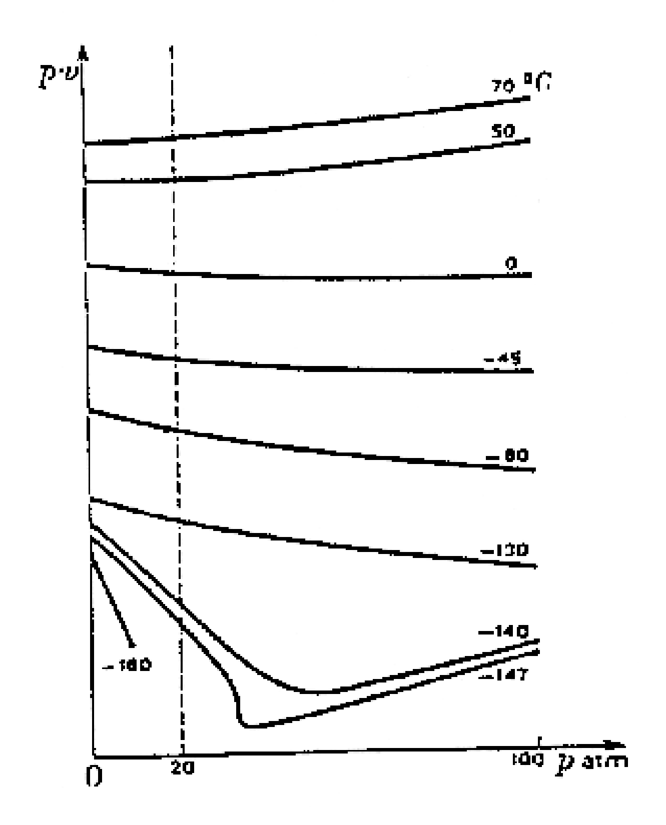
x = quantité de vapeur / quantité totale de fluide

soit, **x = MB / AB**

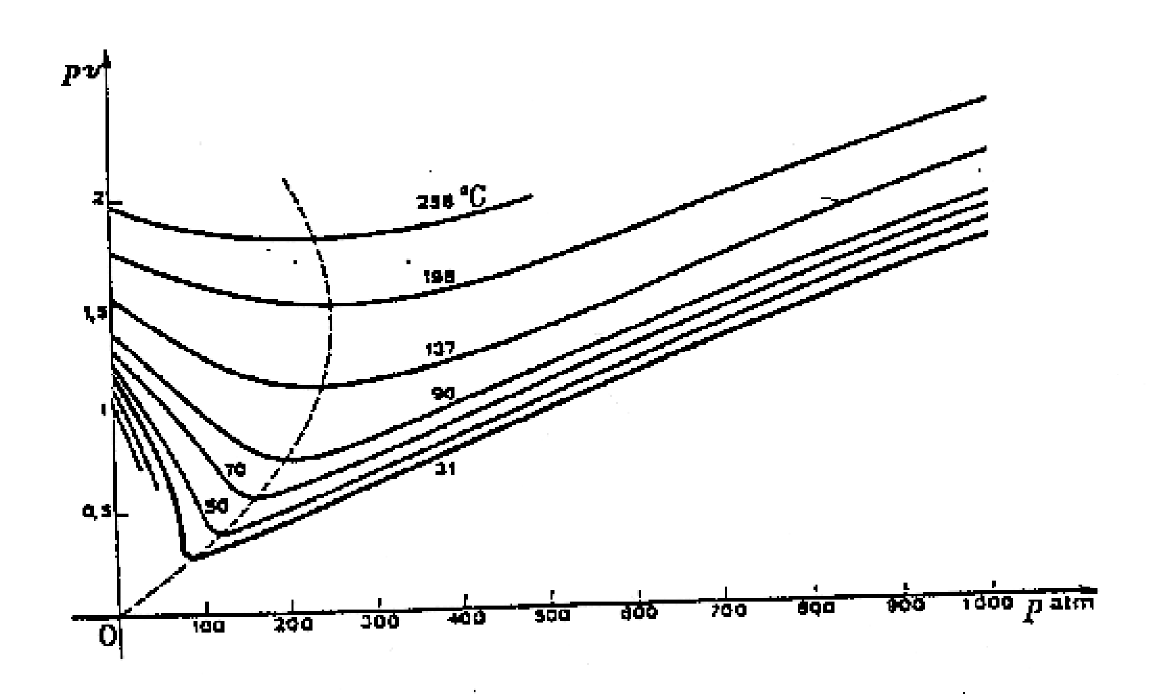
4.8)

- si le point M = A, alors on a **x = 1 (vapeur juste sèche)**
- si le point M = B, alors on a **x = 0 (liquide saturé)**
- à l'intérieur de la courbe de saturation, on a $0 < x < 1$ (courbes isotitres)

Les gaz réels



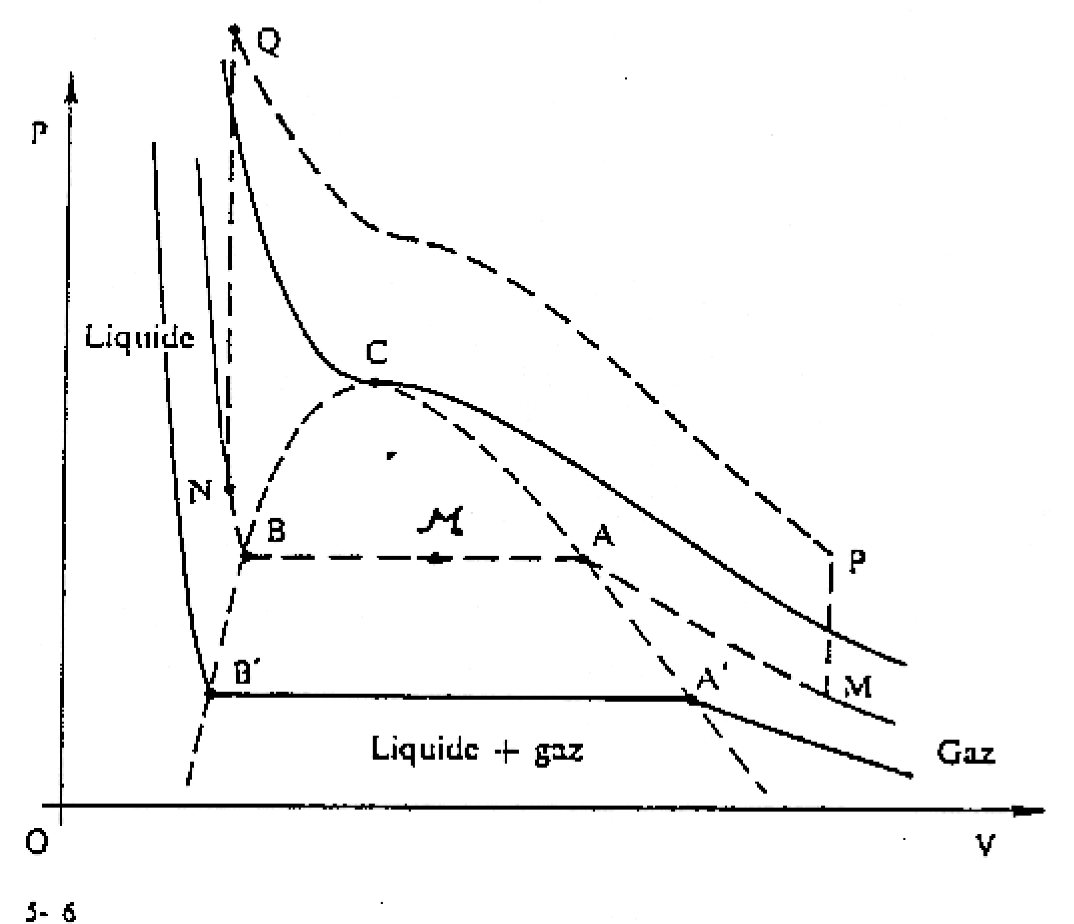
ISOTHERMES DES GAZ RÉELS.



Hélium	— 267,91	Azote	— 147,13	Dioxyde de carbone	31,0
Hydrogène	— 239,91	Oxygène	— 118,82	Eau	374,1

Point critique. Surface (p, V, T).

Si nous changeons la température à laquelle nous effectuons la transformation gaz → liquide, nous obtenons une autre courbe représentant l'évolution du système (fig. 5-6).



5- 6

Le lieu géométrique des points tels que A et B constitue la *courbe de saturation*. On constate qu'en élevant progressivement la température de travail, il arrive un moment où la liquéfaction ne se produit plus : la pression du système augmente de manière continue, sans palier de condensation. Cette température est appelée *température critique*

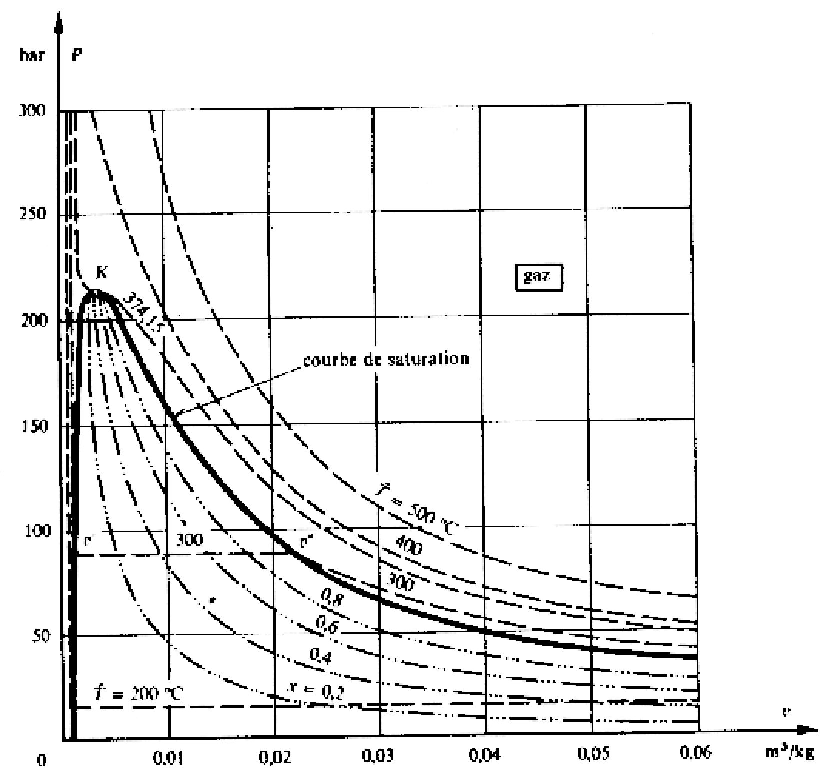


Fig. 4.8 Diagramme P-v relatif à l'eau. $v_k = 0{,}00317\ \frac{m^3}{kg}$ $P_k = 221{,}29$ bar $\hat{T}_k = 374{,}15$ °C.

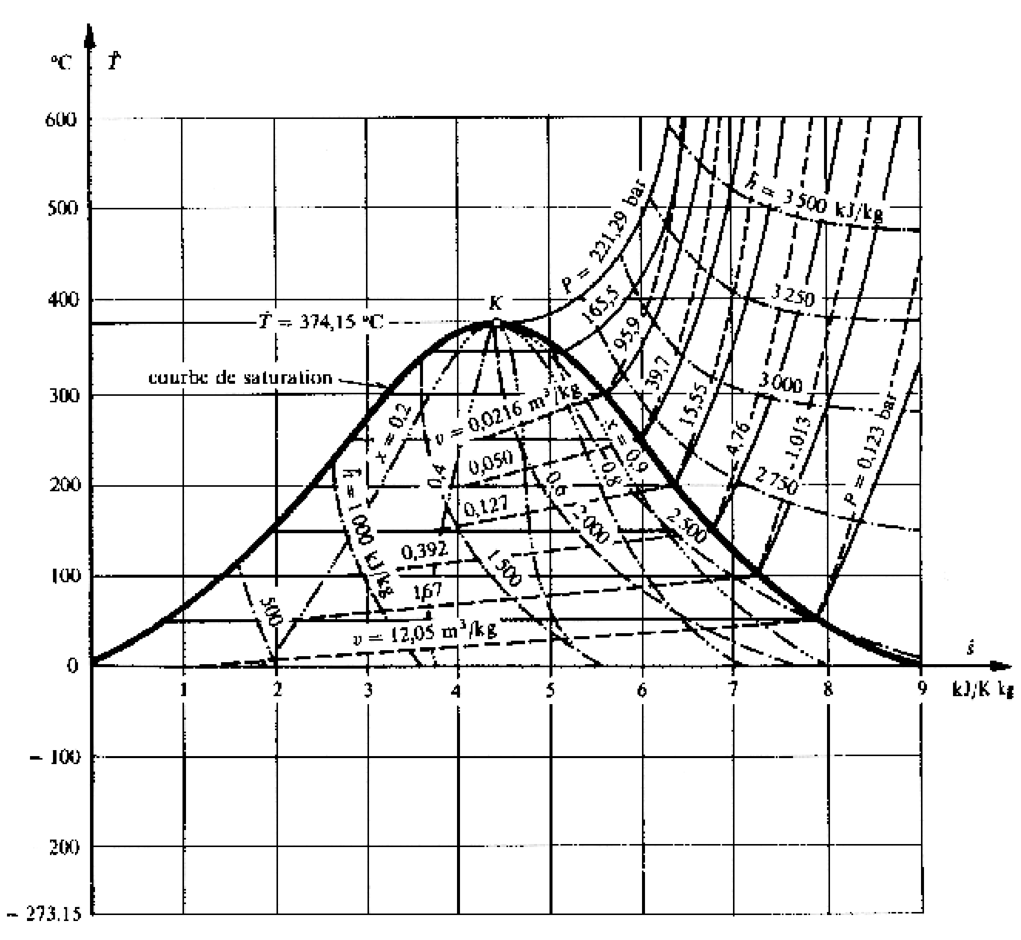


Fig. 4.13 Diagramme T-s relatif à l'eau.

4.2.2 Lois des gaz réels

Le comportement de quelques gaz réels est représenté dans un diagramme d'Amagat (Fig. 4.6), on y constate que :

- aux **pressions élevées > 1 atm**, les gaz réels s'écartent notablement du gaz parfait (courbe horizontale G.P.)
- si la pression p → 0, toutes les courbes convergent vers un seul point RT

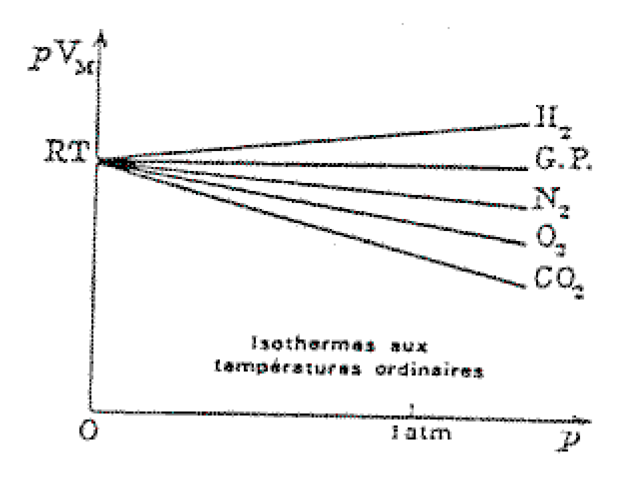


Fig. 4.6 : Comportement de gaz réels

D'après l'allure rectiligne de ces courbes, on voit que les équations d'état de ces différents gaz suivent une **loi linéaire**, telle que :

$$\mathbf{pV = RT + B(T)p} \quad \text{(avec n =1 mole)} \qquad 4.9)$$

Cette loi de gaz n'est valable que dans un **intervalle limitée** de pression [0, 2 bar] et pour une température donnée de 300 K.

La Fig. 4.5 indique que l' équation d'état d'un **gaz réel** est bien plus compliquée que celle du gaz parfait. En fait, il n'existe **aucune loi universelle** permettant de décrire le comportement complexe de ces gaz en fonction de la température.

La question cruciale est d'expliquer cette différence de comportement par rapport au gaz parfait. Or, pour obtenir la loi simple des **gaz parfaits**, on a dû postuler un certain nombre d'hypothèses :

- les molécules sont assimilées à des **points ponctuels** (sphères de rayons négligeables)
- l'**absence d'interactions** entre les particules (énergie potentielle nulle) car leurs distances sont infiniment grandes par rapport à leur dimension

Ces hypothèses ne sont en fait valable qu'aux **faibles pressions** (p < 1 atm.) où le nombre de molécules est réduit, ce qui augmente leur libre parcours moyen : les molécules étant alors très éloignées entre elles, on peut alors négliger leurs interactions mutuelles.

Modèle de van der Waals

En tenant compte des **interactions mutuelles** d'attraction et de répulsion entre les molécules et de la **nature non ponctuelle** de ces molécules, Van der Waals a proposé les modifications suivantes par rapport à la loi des gaz parfaits :

- les molécules ont une **certaine taille** (soit un volume b) et vu leur très grand nombre N, elles occupent un volume propre : $V_b = Nb$ dit le **covolume**

oooooooooooo ← covolume $V_b = Nb$

- V est le volume de l'enceinte et N le nombre total de molécules

* d'où, une **première modification** de l'équation des gaz parfaits liée au covolume :

$$\mathbf{p = NkT / (V - Nb)}$$

or, l'existence d'**interactions mutuelles** (attraction) a pour effet de diminuer la pression au voisinage des parois d'un facteur proportionnel au carré de la densité des molécules, à savoir : un facteur : $an^2 = a(N/V)^2$

*d'où, une **deuxième modification** de la loi des gaz parfaits due à l'attraction des molécules :

$$\mathbf{p = NkT / (V - Nb) - aN^2/V^2}$$

et en posant pour **une mole**, $B = Nb$ et $A = aN^2$

on a l'**équation Van der Waals** du gaz réel :

$$\mathbf{p = RT/(V - B) - A/V^2}$$

4.10)

$$\text{ou, } \mathbf{[p + A/V^2](V - B) = NkT}$$

Les isothermes de ce gaz Van der Waals (VW) sont représentées sur la Fig. 4.7, on y remarque :

- l'apparition d'une **isotherme critique** $T = T_c$ à tangente horizontale
- l'existence d'isothermes complexes pour $T < T_c$
- l'absence d'un palier de liquéfaction

Le modèle (VW) introduit bien la notion d'isotherme critique, mais ne reproduit pas l'allure exacte des isothermes des gaz réels. En fait, il n'existe à l'heure actuelle aucune équation qui soit en accord avec l'expérience.

4.2.3 Coefficients thermoélastiques des gaz.

Les coefficients thermoélastiques d'un gaz sont définis par les relations suivantes :

$$\alpha = \frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p$$

$$\beta = \frac{1}{p}\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V$$

$$\chi = -\frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_T$$

ils sont liés entre eux par les relations suivantes

où, α est le coefficient de dilatation, β est le coefficient de compressibilité et χ le coefficient de compressibilité isotherme

- Pour un **gaz parfait**, on a :

$\alpha = 1/T$ $\beta = 1/T$ $\chi = 1/p$ soit $\boldsymbol{\alpha = p\beta\chi}$

- Pour un **gaz réel**, on utilise la formule de Van der Waals, p.ex :

$$\left(p + \frac{a}{V^2}\right)(V - b) = RT$$

$$\alpha = \frac{1}{T}\left(1 - \frac{b}{V} + \frac{2a}{pV^2}\right)$$

$$\beta = \frac{1}{T}\left(1 + \frac{a}{RTV}\right)$$

Conclusion :

Les gaz réels ont **la propriété** très utile de pouvoir **se liquéfier** : les gaz liquéfiés sont utilisés dans de nombreuses applications (cryogénie, aimants supraconducteurs...).

- Pour **évaporer un liquide**, il suffit simplement de chauffer le liquide
- La **liquéfaction d'un gaz** est une opération plus complexe qui nécessite que sa température soit inférieure à sa température critique $T < T_c$:

La condition impérative pour **liquéfier un gaz** est qu'il faut à la fois :

- généralement refroidir le gaz pour abaisser sa température $T < T_c$
- puis comprimer le gaz

Un gaz **ne peut être liquéfié** que si sa température $\mathbf{T < T_c}$ et ceci quelque soit la pression la pression appliquée.

On peut actuellement liquéfier tous les gaz (voir le Tableau) par une opération de compressions et détentes successives.

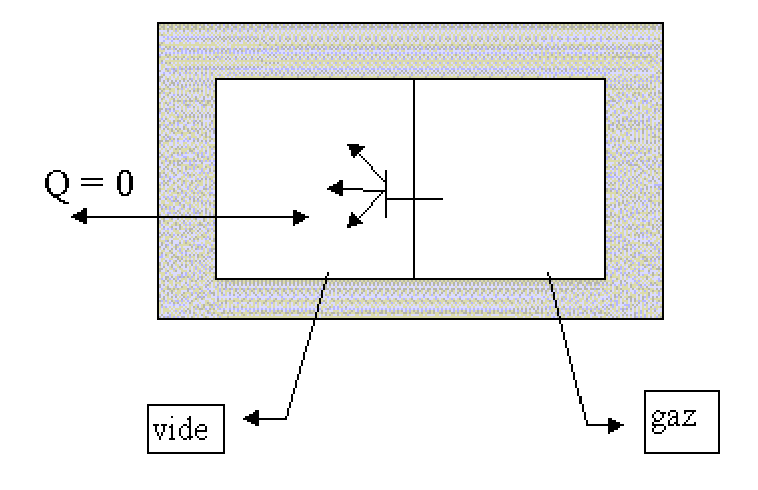
Elément	T° critique (°C)	T° ébullition (°C)
R12	112	-29,8
R22	96	-40,8
C_2H_4	9,5	-103,7
CH_4	-82,6	-161,5
N_2	-147	-196
O_2	-118,6	-183
H_2	-240	-253
He	-267,9	-269

Généralement, la détente d'un gaz entraîne un abaissement de sa température. On distingue entre différentes types de détente.

4.2.4 Détente des fluides

- **Détente de Joule**

Détente de Joule dans une enceinte **adiabatique** (Q = 0).



Si on ouvre l'orifice, le gaz se détend dans le vide.

- il n'y a pas de travail au cours de la détente, (pas de partie mobile) W=0
- il n'y a pas d'échange de chaleur Q=0

Δ U=W+Q=0 => l'énergie U est constante

-> On en déduit la **première loi de Joule** : détente adiabatique (T = cte, U = cte)

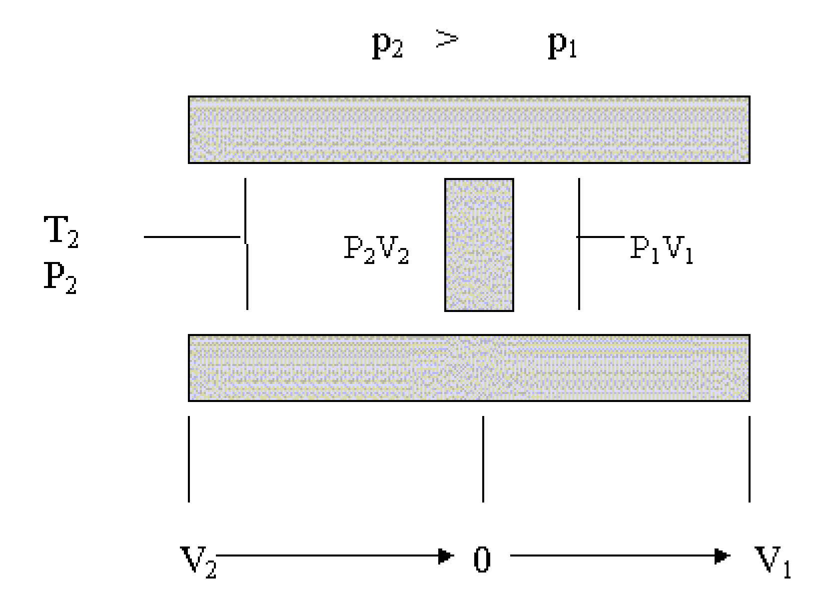
$$\mathbf{dU/dV = 0}$$

-> **Deuxième loi de Joule** : détente adiabatique (T = cte, H = cte)

$$\mathbf{dH/dp = 0}$$

- **Détente de Joule-Thomson** (à enthalpie constante, H = cte).

Ecoulement des fluides dans des tubes adiabates. (Q = 0, enceinte adiabatique)



* On effectue un **travail de transvasement** $W_{tr} \neq 0$ pour transférer le fluide de la région de pression p_2 vers la région de pression p_1 ($p_2 > p_1$). Imaginons deux pistons fictifs qui se déplacent dans l'enceinte isolée.

$$\Delta U = W+Q \text{ (or, } Q = 0)$$

$$\text{soit, } \Delta U = U_1-U_2 = p_2V_2 - p_1V_1$$

$$\Rightarrow U_2 + p_2V_2 = U_1 + p_1V_1$$

Dans la détente Joule-Thomson : **$H_2=H_1$ l'enthalpie est constante**.

Cette détente de Joule-Thomson est utilisée pour **refroidir les fluides** dans les Machines frigorifiques et les Liquéfacteurs de gaz (détendeurs du type capillaire ou à pointeau)

Exercices : Gaz parfaits et réels

- **Gaz parfaits**

Ex1 : La Théorie cinétique des gaz stipule :

- une **distribution isotrope des vitesses**, c.à.d que les vitesses v_i des molécules sont réparties suivant toutes les directions de l'espace
- la **distribution des vitesses** suit une **loi statistique de Gauss** donnée par Maxwell,telle que : $dP = a\exp(-bv_x^2)dv_x$

où dP est la probabilité pour que la composante de la vitesse suivant l'axe x soit comprise entre v_x et $v_x + dv_x$

Cette répartition statistique des vitesses permet alors de considérer séparément les trois degrés de liberté et de raisonner sur un seul degré de liberté.

On peut alors écrire que :

$$\int dP = a \int \exp(-bv_x^2)dv_x = a(\pi /b)^{1/2} = 1$$

La moyenne statistique de l'énergie cinétique d'une molécule suivant Ox est donnée par :

$$\int mv_x^2/2 \, dP = am/2 \int v_x^2 \exp(-bv_x^2)dv_x = am/4b \, (\pi /b)^{1/2} = m \, \overline{v_x^2}/2$$

Maxwell a montré cette moyenne de l'énergie cinétique est proportionnelle à la température T :

$$m \, \overline{v_x^2}/2 = kT/2$$

$$\text{d'où, } a = (m/2\pi \, kT)^{1/2} \text{ et } b = m/2kT$$

En admettant que toutes les molécules ont la même vitesse moyenne v_{xm} , on a :

$$v_{xm}^2 = \overline{v_x^2} \text{ et } v_{xm} = (\overline{v_x^2})^{1/2} \text{ et } \overline{v_x^2} = 1/3 \, \overline{v^2}$$

où, $\overline{v^2}$ est la vitesse quadratique moyenne des molécules

On montre alors que : $p = n_0 m \, \overline{v_x^2}$ avec ($n_0 = N/V$)

a) Calculer la pression et l'énergie cinétique du gaz en fonction de la vitesse quadratique moyenne
b) Exprimer ces quantités en fonction de la température T
c) Montrer que pour un gaz parfait, la pression à volume constant et la température sont des fonctions proportionnelles à la moyenne de l'énergie cinétique
d) Calculer les chaleurs massiques du gaz parfait monoatomique et exprimer la différence des chaleurs massiques $c_p - c_v$
e) Montrer que pour un gaz parfait, les chaleurs massiques sont constantes et que l'énergie interne et l'enthalpie sont des fonctions linéaires de T

Ex2 : Une **bouteille d'hydrogène** de volume 100 l contient à 20 °C un gaz comprimé sous 200 bar. Calculer le nombre de moles, la masse du gaz et sa pression à 500 °C. Faites un schéma de la bouteille de gaz.

Rép : a) n = 820 moles b) m = 1,64 kg c) 527 bar

Ex3 : Calculer le **volume molaire** d'un gaz parfait à 0 °C et sous la pression atmosphérique normale de 101. 325 Pa

Ex4 : Dans une **enceinte de gaz sphérique** de 20 m^3 se trouve de l'azote à 45 bar et 590 °C. On ajoute en plus 10 kmoles d'azote et au cours de cette opération la température du gaz augmente à 70 °C. Ce processus se déroule très rapidement, de sorte qu'on peut considérer les parois de l'enceinte comme adiabatiques pendant ce remplissage. On considère la chaleur massique comme constante avec c_v = 0,742 kJ/kgK.

a) Calculer la masse d'azote avant et après le remplissage
b) Quelle est la pression juste après le remplissage
c) Calculer la pression et l'énergie interne après le refroissement suivant le remplissage
d) Quelle est la quantité de chaleur dégagée, expliquer son signe
e) Comment procède-t-on au remplissage d'enceinte

Ex5 : Dans une **bouteille d'acier** de 10 l se trouve de l'oxygène à 20 °C et sous 50 bar. Pour un essai de laboratoire on prélève de l'oxygène avec pour résultat que la pression chute à 40 bar à température constante. L'oxygène prélevé est détendu jusqu'à 1,04 bar puis échauffée à 60 °C.

a) Quelle masse d'oxygène est prélevée
b) Quel volume occupe l'oxygène prélevée à la fin

Rép : a) m = 0,131 kg b) 0,109 m^3

Ex6 : Un **compresseur suivi d'un refroidisseur à eau** fournit 25 kg/h d'air comprimé à 28 °C dans une enceinte de stockage de 4 m^3. Dans cette enceinte, l'air reste à 28 °C. Cette enceinte approvisionne un utilisateur qui a besoin d'air avec un débit de 5 m^3/h à 20 °C et avec une surpression de 2bar par rapport à la pression atmosphérique de 1,01 bar. Le refroidissement de l'air de 28 °C à 20 °C se fait dans la canalisation de raccord.

Ce compresseur est enclenché ou déclenché en fonction de la pression régnant dans l'enceinte de stockage : la mise en marche du compresseur se fait à une surpression de 2,5 bar et l'arrêt du compresseur a lieu pour une surpression de 7 bar

a) Faites un schéma de cette installation d'air comprimé en y indiquant les données
b) Quel est le temps d'arrêt du compresseur
c) Quelle est la durée de marche ou fonctionnement du compresseur

Rép : b) 1,17 h c) 2,95 h

- **Gaz Réels**

Ex1 : Gaz van der Waals

On considère un gaz satisfaisant à l'équation van de Waals, $p = RT/(V-B) - A/V^2$:

a) Tracer deux isothermes, l'une à basse température et l'autre à haute températaure dans le diagramme de Clapeyron

b) Montrer qu'il existe une isotherme à point d'inflexion à tangent horizontale pour une certaine température T_c .En déduire les valeurs de la pression p_c et du volume V_c ainsi que du rapport RT_c/p_cV_c et le comparer aux valeurs expérimentales 1,1 du mercure et 4,35 pour l'eau.

Rép : b) $T_c = 8A/27BR$ $V_c = 3B$ et $p_c = A/27B^2$ $RT_c/p_cV_c = 8/3 = 2,67$

Ex2 : On désigne par β et χ les **coefficents de dilatation et de compressibilité** du gaz. Monter que pour toute substance :

$$(\delta \beta / \delta \chi)_T = -(\delta \chi \, \delta \chi)_p \text{et } \beta / \chi = (\delta p / \delta T)_V$$

Ex3 : Les coefficients calorimétriques et thermoélastiques

1. Montrer que pour un gaz parfait on a :

   a) $\alpha = \beta$ et $\alpha = p\beta\chi$
   b) $l = p$ et $h = -V$
   c) $c_p - c_v = nR$
   d) $dU/dT = 0$ et $dH/dT = O$

2. Montrer que pour un gaz van der Waals $(p + A/V^2)(V - B) = RT$:

   a) $\alpha = 1/T(1 - B/V + 2A/pV^2)$ et $\beta = 1/T(1 + A/RTV)$

   en admettant que $B << V$ et $p << A/V^2$

LES TRANSFORMATIONS REVERSIBLES

Les **transformations réversibles** d'un système sont des transformations **idéales** qui jouent un rôle important dans les processus thermodynamiques. On ne considère alors que des processus sans frottement c.à.d sans dissipation d'énergie, qui sont facilement calculables.

Le **fonctionnement** des machines thermiques est décrit par un cycle thermodynamique, formé de plusieurs transformations successives, qu'on suppose réversibles.

I. Systèmes Fermés

Dans les systèmes fermés, la masse de matière enfermée peut subir différentes transformations. On considère les différentes transformations simples et réversibles suivantes :

5.1 Transformation isochore (V = cte)

Soit un **gaz supposé idéal** et enfermé dans une enceinte rigide (non déformable dV = 0).



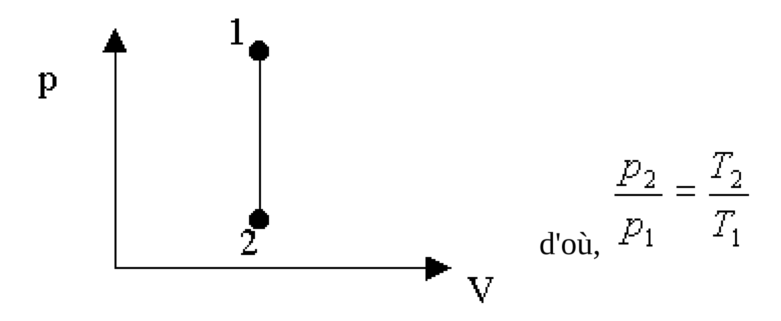
alors,

$$\mathbf{p_1V_1 = mrT_1}$$

$$\mathbf{p_2V_2 = mrT_2}$$

V = cte

dV = 0



d'où, $$\frac{p_2}{p_1} = \frac{T_2}{T_1}$$

Fig.5.1 : Transformation isochore 5.1)

- **Travail :**

on a, **dW = -pdV** => $\mathbf{W_{12} = -\int_{12} pdV}$

l'enceinte étant indéformable (dV = 0), $\mathbf{W_{12} = 0}$

5.2)

- **Chaleur**

on a, Δ $\mathbf{U = W_{12} + Q_{12}}$

soit, $\mathbf{Q_{12} = U_2 - U_1 = mc_v(T_2 - T_1)}$

- **Energie interne et enthalpie**

on a, $\Delta U = Q_{12} + W_{12}$ (avec $W_{12} = 0$)

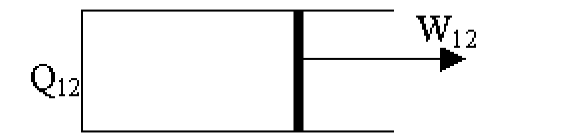
soit, l'énergie interne Δ $\mathbf{U = Q_{12} = mc_v(T_2 - T_1)}$

5.3)

et l'enthalpie, Δ $\mathbf{H = H_2 - H_1 = mc_p(T_2 - T_1)}$

5.4)

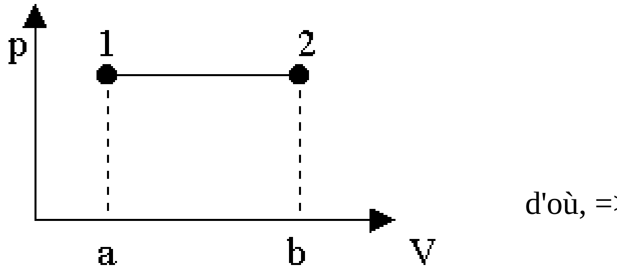
5.2 Transformation isobare (p = cte)



$\mathbf{p_1V_1 = mrT_1}$

$\mathbf{p_2V_2 = mrT_2}$

p = cte , dp = 0



d'où, => $\frac{V_2}{V_1} = \frac{T_2}{T_1}$ 5.5)

Fig.5.2 : Transformation isobare

- **Travail**

$$W_{12} = -\int_1^2 pdV = -p(V_2 - V_1)$$

d'où, $\mathbf{W_{12} = -p(V_2 - V_1) = mr(T_1 - T_2) = aire\ a12b}$

5.6)

- **Chaleur**

on a, $dH = dQ + Vdp$ (or $dp = 0$) => $\mathbf{dQ = dH}$

$\mathbf{Q_{12} = H_2 - H_1 = mc_p(T_2 - T_1)}$

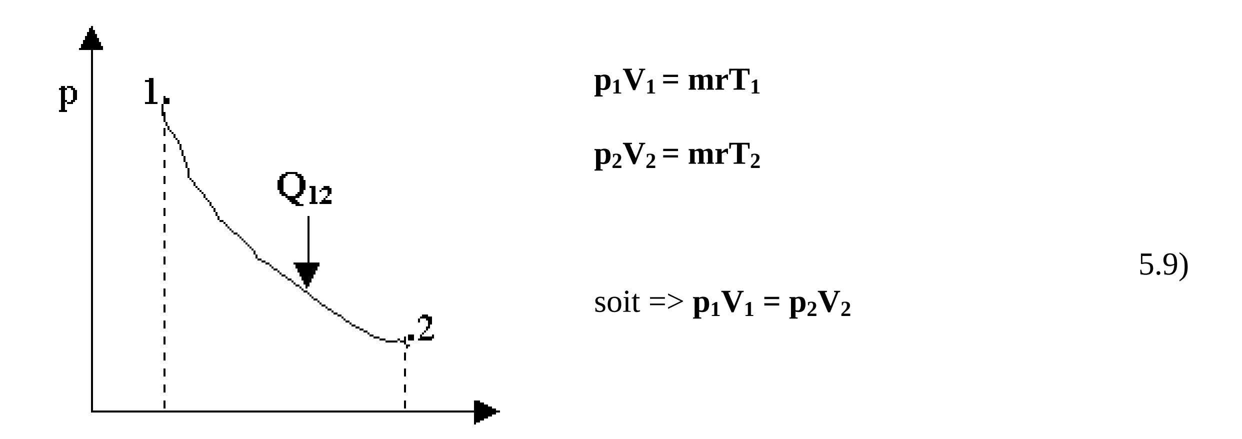
5.7)

- **Energie interne et enthalpie**

on a, $\Delta U = Q_{12} + W_{12}$

et $\mathbf{\Delta U = mc_v(T_2 - T_1)}$
$\mathbf{\Delta H = Q_{12} = mc_p(T_2 - T_1)}$ 5.8)

5.3 Transformation isotherme (T = cte)



$\mathbf{p_1V_1 = mrT_1}$

$\mathbf{p_2V_2 = mrT_2}$

5.9)

soit => $\mathbf{p_1V_1 = p_2V_2}$

Fig. 5.3 : Transformation isotherme

- **Travail**

$$-W_{12} = -\int_1^2 pdV = m \times r \times T \times \ln\frac{V_1}{V_2} = m \times r \times T \times \ln\frac{P_1}{P_2}$$

$$\mathbf{W_{12} = mrTlnp_2/p_1 = mrTlnV_1/V_2}$$

5.10)

- **Chaleur**

comme, **T = cte et U = f(T)** uniquement on a :

$\mathbf{Q_{12} = - W_{12} = mrTlnp_1/p_2}$ (car Δ U = 0)

5.12)

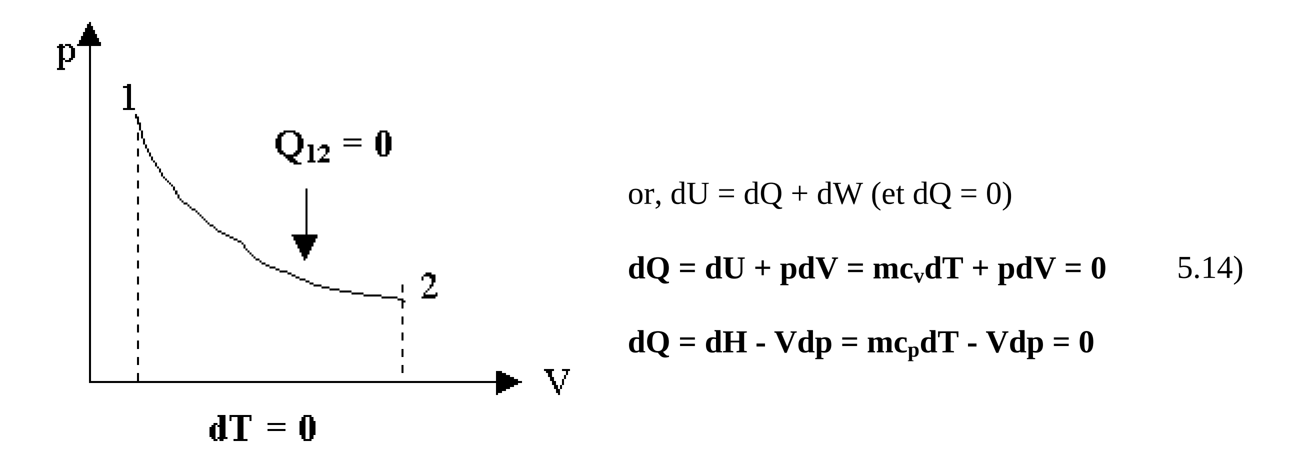
- **Energie interne et enthalpie**

on a, Δ **U = 0** car, U = f(T)

d'où, Δ **H = 0** car, H = f(T)

5.13)

5.4 Transformation isentrope Q = O (ou adiabatique réversible)



or, dU = dQ + dW (et dQ = 0)

$\mathbf{dQ = dU + pdV = mc_vdT + pdV = 0}$ 5.14)

$\mathbf{dQ = dH - Vdp = mc_pdT - Vdp = 0}$

Fig. 5.4 : Transformation isentrope

soit,

$$\Rightarrow \mathbf{mc_v dT = - pdV}$$
$$\mathbf{mc_p dT = +Vdp}$$

$$\frac{dp}{p} = -\gamma \times \frac{dV}{V}.avec.\gamma = \frac{Cp}{Cv} = \frac{cp}{cv}$$

En **intégrant** cette relation, on obtient l'équation bien connue d'un gaz subissant une transformation **isentrope** :

$$\mathbf{pV\gamma = cte} \Rightarrow \text{ou } \mathbf{p_1V_{1\gamma} = p_2V_{2\gamma}}$$

5.15)

- **Relations (p,T) et (V,T) pour les grandeurs thermiques**

On a les relations : $\mathbf{pV = nRT}$ et $\mathbf{pV\gamma = cte}$

5.16)

- pour le couple (p,T) : $\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} \Rightarrow p^{1-\gamma} \times T^{\gamma} = Cst$ 5.17)

- pour le couple (V,T) : $\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{\gamma-1} \Rightarrow T \times V^{\gamma-1}$ 5.18)

d'où les relations : $\mathbf{T_1V_{1\gamma}^{-1}=T_2V_{2\gamma}^{-1}}$ et $\mathbf{T_{1\gamma}\, p_1^{1-\gamma} = T_2p_2^{1-\gamma}}$

5.19)

- **Travail**

$$W_{12} = -\int_1^2 pdV = \frac{p_1V_1}{\gamma-1}\left[\left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\gamma-1} - 1\right] = \frac{p_1V_1}{\gamma-1}\left(\frac{T_2}{T_1} - 1\right) = \frac{n \times r}{\gamma-1}(T_2 - T_1) = \frac{1}{\gamma-1}(p_2V_2 - p$$

soit, $\mathbf{W_{12} = mr(T_2 - T_1)/(\gamma -1) = (p_2V_2 -p_1V_1)/(1-\gamma)}$

5.20)

- **Chaleur**

transformation adiabatique, $\mathbf{Q_{12} = 0}$

- **Energie interne et enhalpie**

$$\Delta \mathbf{U = mc_v(T_2 - T_1)}$$

5.21)

ou, $\Delta \mathbf{U = W_{12}}$

et $\Delta \mathbf{H = mc_p(T_2 - T_1) = \gamma \Delta U}$

- **pentes comparées des isotherme et isentropes**

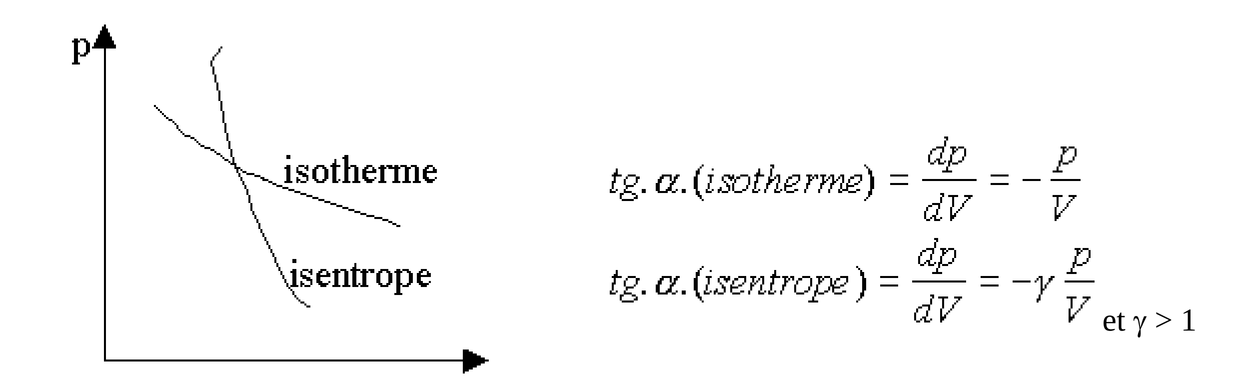


Fig. 5.5 : Courbes isotherme et isentrope

* la pente de l'**isentrope est plus abrupte** que celle de l'isotherme.

5.5 Transformation polytrope (avec échange de chaleur Q # 0)

La transformation polytrope s'approche davantage d'une transformation réelle, son équation d'état est :

$$\mathbf{pV^n = cte}$$

5.22)

avec, $\mathbf{1<n<\gamma}$ (! :attention **n** n'est pas le nombre de moles, mais un nombre)

<u>*Formules</u> :

on a, $\mathbf{p_1V_1^n = p_2V_2^n}$

$$W_{12} = \frac{p_1 V_1}{n-1}\left(\frac{T_2}{T_1} - 1\right) = \frac{n \times r}{n-1}(T_2 - T_1) = \frac{1}{n-1}(p_2 V_2 - p_1 V_1)$$

5.23)

et, $$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{n-1} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{n-1}{n}}$$

5.24)

***Attention !** :* pour une **polytrope**

$$Q_{12} = \Delta U - W_{pol12}$$

$Q_{12} \neq 0$ et, $$\frac{Q_{12}}{W_{12}} = \frac{n-\gamma}{\gamma-1} \rightarrow W_{12} = mCv\frac{\gamma-1}{n-1}(T_2 - T_1)$$ 5.25)

$$Q_{12} = mCv\frac{n-\gamma}{n-1}(T_2 - T_1)$$ 5.26)

* **Ces transformations** (sauf la polytrope) sont des transformations **idéales** qui s'écartent des transformations réelles, mais elles sont très utiles pour modéliser ou décrire les cycles thermodynamiques.

* **La formule pV^n = cte** est très générale et englobe toutes les transformation précédentes :

- Isochore (V = cte) : **$p°V = pV^{1/0}$ = cte** avec, n=∞
- Isobare (p = cte) : **pV° = cte** n=0
- Isotherme (pV = cte) : **pV = cte** n=1
- Isentrope (pVγ = cte) : **pV^n = cte** n=γ

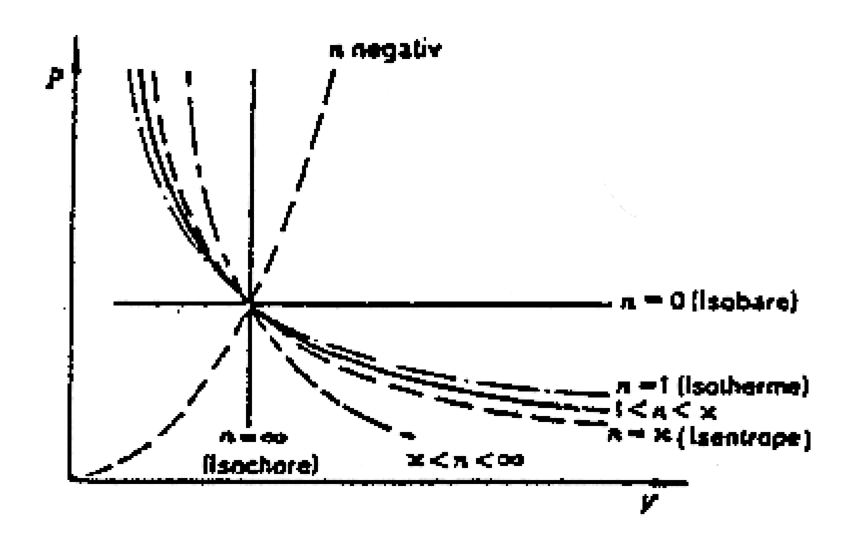


Fig. 5.7 : Les différentes transformations en (p,V)

II. Systèmes Ouverts

La plupart des **processus thermodynamiques** sont réalisés dans des **systèmes ouverts** où un fluide (de débit massique q_m) entre dans le système et le quitte. Le fluide dans ce système subit **différentes transformations** par suite d'échange d'énergie avec le milieu extérieur.

On ne considèrera que des processus **stationnaires et réversibles** en négligeant les variations d'énergies cinétique et potentielle du fluide ($\Delta E_c = \Delta Ep = 0$) dans le système. Le calcul des grandeurs thermiques et calorifiques dans ces systèmes ouverts est aussi effectué à partir des relations précédentes appliquées aux systèmes fermés : car ces grandeurs sont **indépendantes** de la nature des variations d'état du système.

Dans les **systèmes ouverts**, on distingue entre les **processus d'écoulement** et de **travail** (voir Fig. 5.8) :

- **dans les processus d'écoulement**, il n'y a pas d'échange de travail ($W_{i12} = 0$) : et pour les processus réversibles et à énergies cinétique et potentielle constantes, la pression est constante (**dp = 0**) et le travail technique : $W_{12} = \int_{12} Vdp = 0$

=> pour ces processus, on ne détermine que les échanges de chaleur

Exemples de tels processus : les échangeurs et les tuyaux de transfert

- **dans les processus de travail**, il y a en plus échange de travail technique ($W_{t12} \neq 0$) avec le milieu extérieur

=> pour ces processus réversibles, il suffit de déterminer le travail technique

Exemples de tels processus : les turbines, compresseurs et moteurs à pistons

Travail technique

Les formules suivantes ne sont valables que pour des énergies cinétique et potentielles constantes et un gaz idéal :

- transformation isochore

$$W_{t12} = \int_{12} Vdp = V(p_2 - p_1) = mr(T_2 - T_1)$$

5.27)

- transformation isobare

$$W_{t12} = 0 \text{ (car } dp = 0)$$

- transformation isotherme

$$W_{t12} = \int_{12} mrdp/p = mrTlnp_2/p_1 = W_{v12}$$

5.28)

- transformation isentrope

$$W_{t12} = H_2 - H_1 = mc_p(T_2 - T_1)$$

5.29)

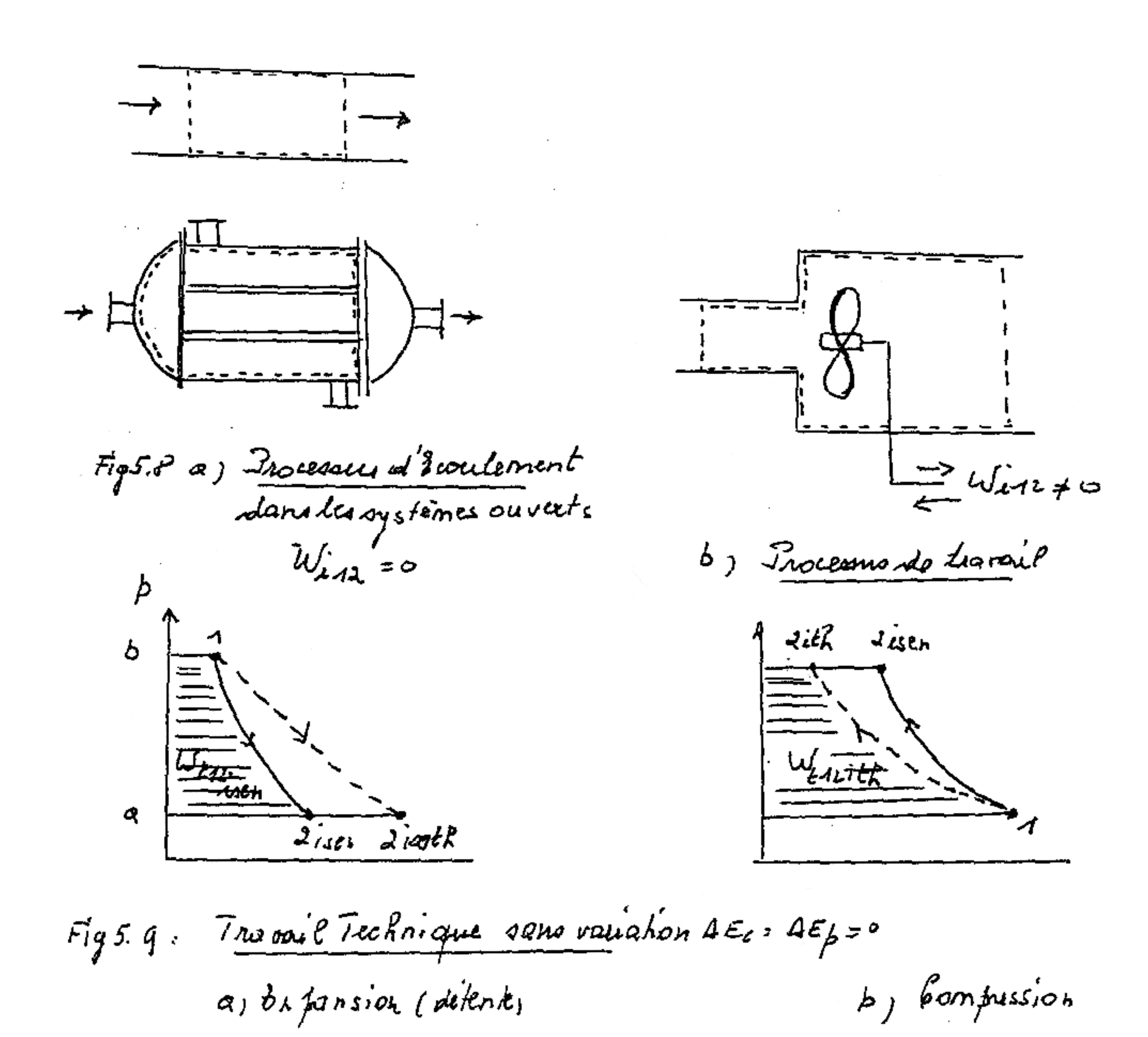
- transformation polytrope

$$W_{tpol12} = n\, W_{vpol12}$$

5.30)

*** Il apparaît que la transformation isotherme est la plus souhaitable**, car :

- pour une détente isotherme le travail technique est supérieur à celui d'une détente isentrope
- par contre pour une compression, c'est l'inverse



Exercices : Transformations Réversibles du système

- **Systèmes Fermés**

Ex1 : Enceinte fermée. Dans une enceinte sphérique de 20 m^3 se trouve de l'azote sous une pression de 10 bar et à une température de 25 °C. On rajoute 10 kmoles d'azote avec pour résultat que la température monte à 70 °C. Ce processus se déroule rapidement de sorte qu'alors on peut considérer l'enceinte comme étant adiabatique. Ensuite, la température de l'enceinte chute de nouveau à 25 °C par cession de chaleur à l'environnement. On considérera la chaleur massique comme constante au cours des transformations et on prendra sa valeur à t = 0 °C.

a) Masse d'azote avant et après remplissage
b) Pression juste après le remplissage
c) Comment varie la pression et l'énergie interne après le refroidissement
d) Quelle est la chaleur cédée à l'extérieur après le remplissage

Rép : a) m_1 = 226 kg et m_2 = 506 kg b) p_2 = 25,8 bar c) p_3 = 22,4 bar Δ U = - 16,895 kJ d) Q = - 16,895 kJ

Ex2 : Moteur Diesel. Dans le cylindre d'un moteur à combustion se trouve 1 g d'air à 45 bar et 590 °C. Au cours de la détente du gaz, on injecte du carburant qui brule en dégageant une énergie de 2 kJ : cette injection est réglée de manière à maintenir la pression constante dans le cylindre. On négligera la variation de masse et de composition du gaz, et on prendra pour la chaleur massique une valeur moyenne. Le processus est considéré comme réversible

a) Evaluer les grandeurs thermiques avant et après injection
b) Quel est le travail volumétrique du piston, expliquez son signe
c) Calculer les variations d'énergie interne et d'enthalpie

Rep : a) V_1 = 55,1 cm^3, T_2 = 2508 K (2235 °C), V_2 = 160 cm^3 et p_2 = 45 bar b) W_{12} = - 472 J c) Δ H = 2 kJ Δ U = 1,53 kJ

Ex3 : Dans **un cylindre isotherme** de 10 l, refroidi par une circulation d'eau, on comprime réversiblement à température constante de l'air à 1bar d'abord à 1l, puis à 0,1 l.

a) Quel est le travail volumétrique nécessaire à chacune de ces compressions
b) Quelle quantité de chaleur est chaque fois mise en jeu
c) Comment varie la pression, l'énergie interne et l'enthalpie, expliquer
d) Comment varie ces différents résultats si à la place de l'air on utilise de l'hydrogène

Rep : a) W_{12} = 2,3 kJ et W_{23} = 2,3 kJ b) Q_{12} = - 2,3 kJ et Q_{23} = -2,3 kJ c) p_2 = 10 bar p_3 = 100 bar et Δ U = Δ H = 0 , expliquer d) la nature du gaz ne change pas les données, expliquer

Ex4 : Dans un **cylindre adiabate** de 10 l, on comprime grâce à un piston de l'air au départ à 1 bar d'abord à 1 l puis à 0,1 l de façon réversible. On négligera la variation des chaleurs massiques avec la température, en prenant les valeurs à 0 °C.

a) Quel est le travail volumétrique à chaque compression
b) Comment varie à chaque compression partielle les grandeurs thermiques et caloriques

Rép : a) W_{12} = 3,78 kJ et W_{23} = 9,49 kJ

b) p_2 = 25,1 bar et m = 0,0121 kg, T_2 = 723 K (450 °C)
p_3 = 630 bar, T_3 = 1817 K (1544 °C)
Δ U_{12} = 3,78 kJ et Δ H_{12} = 5,30 kJ
Δ U_{23} = 9,49 kJ et Δ H_{23} = 13,3 kJ

Ex5 : Dans **le cylindre d'un moteur à combustion** se trouve 1 g d'air sous 29,5 bar à 945 °C. Au cours de la détente du gaz, on injecte un carburant qui s'enflamme : ce processus réversible se fait selon une transformation **polytrope** de coefficient n = - 1 et la pression grimpe à 38,2 bar. On négligera les variations de masse et de composition, mais on tiendra compte de la variation des chaleurs massiques en fonction de la température, pour calculer c_{pm} [T_1, T_2].

a) Déterminer les grandeurs thermiques avant et après l'injection
b) Evaluer le travail volumétrique du piston
c) Evaluer les variations d'énergie interne et l'enthalpie
d) Quelle est l'énergie apportée par la combustion du carburant
e) Représenter la transformation dans un diagramme (p,V)

Rép : a) V_1 = 118,6 cm^3 , T_2 = 2040 K (1767 °C) , V_2 = 153,6 cm^3
b) W_{12} = -118 J c) Δ H = 1003 J et Δ U = 767 J , expliquer les signes
d) Q_{12} = 885 J , vérifier le bilan d'énergie du système

Ex6 : Une masse de 5 kg d'hélium se détend de façon **polytrope** et réversible dans un système fermé de 10 bar et 400 °C à 2 bar et 120 °C.

a) Quel est le coefficient n de cette détente polytrope
b) Evaluer le travail volumétrique échangé
c) Quelle quantité de chaleur est fournie ou cédée
d) Comment varient l'énergie interne et l'enthalpie du système

Rép : a) n = 1,5 b) W_{12} = - 5,82 MJ c) Q_{12} = 1,41 MJ
d) Δ U = - 4,41 MJ et Δ H = - 7,34 MJ

- **Systèmes Ouverts**

Ex7 : Dans **un compresseur** on comprime 10 l d'air initialement à 1 bar et 15 °C jusqu'à 10 bar et ensuite à 100 bar de façon réversible. Cette compression s'effectue soit :

1) à température constante
2) dans un compresseur adiabate
3) selon un processus polytrope avec n = 1,2

On négligera la dépendance en température des chaleurs massiques et aussi les variations d'énergies cinétique et potentielle du fluide.

On évaluera pour chacune des compressions partielles et dans les 3 cas 1) à 3) :

a) Le travail technique
b) La quantité de chaleur fournie ou cédée
c) Les variations d'énergie interne et de l'enthalpie
d) Représenter dans un diagramme les différentes transformations en y indiquant l'aire associée au travail technique

Rép : a) Transformation isotherme

1) W_{tith12} = + 2,3 kJ et W_{tith23} = + 1,41 kJ
2) Q_{ith12} = - 2,3 kJ et $Q_{ith\ 23}$ = - 2;3 kJ
3) Δ U_{12} = 0 et Δ U_{23} = 0 et Δ H_{12} = 0 et Δ H_{23} = 0

b) Transformation adiabate (isentrope)

1) $W_{tisen12}$ = + 3,26 kJ et $W_{tisen23}$ = + 6,32 kJ
2) Q_{isen12} = 0 et Q_{isen23} = 0
3) Δ U_{12} = 2,33 kJ et Δ U_{23} = 4,51 kJ et Δ H_{12} = 3,26 kJ et Δ H_{23} = 6,32 kJ

c) Transformation polytrope

1) W_{tpol12} = + 2,80 kJ et W_{tpol23} = + 4,12 kJ
2) Q_{pol12} = - 1,165 kJ et Q_{pol23} = - 1,72 kJ
3) ΔU_{12} = 1,165 kJ et ΔU_{23} = 1,72 kJ , ΔH_{12} = 1,635 kJ et ΔH_{23} = 2,40 k kJ

DEUXIEME PRINCIPE - ENTROPIE

6. Le Deuxième Principe

6.1 Nécessité d'un deuxième principe

Le **premier principe** qui stipule la conservation de l'énergie permet de faire le **bilan d'énergie** des systèmes, sans imposer de conditions sur les types d'échanges possibles. Mais, ce bilan énergétique **ne permet pas de prévoir** le **sens d'évolution** des systèmes.

ex.: sens des réactions chimiques ou des transformations naturelles , ou le transfert spontané de la chaleur du chaud vers le froid

Le premier principe par son bilan **n'exclut pas** le transfert de la chaleur du froid vers le chaud (ce qui est impossible) et il n'explique pas l'irréversibilité de certaines transformations spontanées ou naturelles.

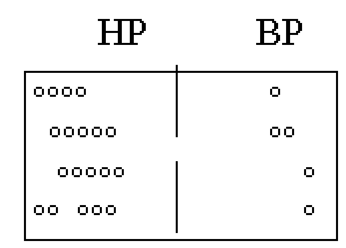
Il faut donc introduire **un deuxième principe** dit aussi **principe d'évolution**, déduit des faits expérimentaux, qui permettra de prévoir l'évolution des systèmes. Le deuxième principe introduit une nouvelle fonction d'état dite **entropie S** qui décrit le comportement des systèmes par la **maximalisation** de leur entropie:

- l'entropie S d'un système **croît** si le système tend vers son équilibre :d'où $\Delta S > 0$
- l'entropie S est **maximun** si le système est à l'équilibre

6.2 Transformations Irréversibles

Certaines transformations naturelles sont irréversibles: elles n'évoluent que dans un seul sens.

-ex.1: la **détente d'un gaz**, caractérisée par:



- l'écoulement brusque du gaz d'une HP -> BP
- la détente est spontanée et irréversible

Fig. 6.1: Détente irréversible d'un gaz

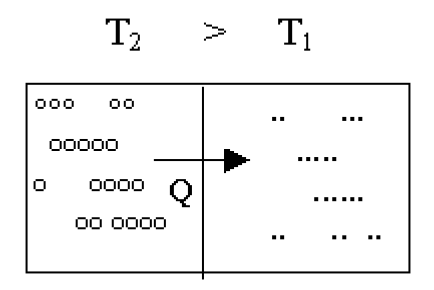
On remarque que:

- l'état initial 1 (les deux gaz séparés par un cloison) est relativement **ordonné**, car presque toutes les molécules sont concentrées du côté HP: cet état est hautement instable

- dans l'état final 2, en perçant un trou dans la cloison, un grand nombre de molécules passent du côté BP jusqu'à l'état d'équilibre caractérisé par une répartition homogène des molécules des deux côtés

Cet état final 2 est plus **désordonné** (mélange homogène) et surtout cet état est **stable**.

-ex.2: le **transfert spontané de la chaleur**, caractérisé par:



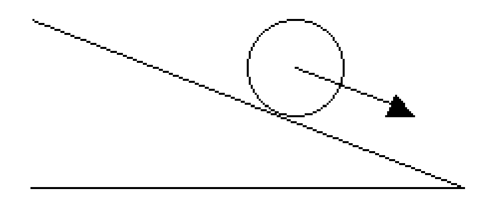
- l'écoulement de la chaleur des HT -> BT
- ce transfert est spontané et irréversible

Fig. 6.2: Transfert de chaleur

- dans l'état initial 1(cloison en place), les molécules les plus agitées (°) sont situées du côté gauche et les molécules moins agitées (**.**) du côté droit: ceci correspond à un certain ordre où les molécules (°) sont séparées des molécules (**.**): c'est un état hors-équilibre
- dans l'état final 2 (cloison enlevée), les molécules plus chaudes (°) diffusent vers la gauche et communiquent par chocs une partie de leur énergie aux molécules plus froides (**.**), pour atteindre finalement un état d'équilibre où les deux régions sont à la même température

Dans cet état final d'équilibre, les molécules ont en moyenne même énergie cinétique et le système est caractérisé par un **plus grand désordre**.

-ex3: une **roue de voiture** en mouvement est freiné progressivement jusqu'à son arrêt, avec comme résultat un échauffement des freins et de la jante



- jamais, on ne voit cette roue se mettre seule en mouvement en absorbant la chaleur dégagée par le freinage et remonter la pente

Fig. 6.3: Freinage d'une roue

* Ces **processus naturels** sont **irréversibles** et respectent le premier principe (énergie conservée), comme d'ailleurs les processus inverses qui sont impossibles. Le premier principe n'exclut donc pas ces transformations inverses : mais, il n'explique pas leur sens privilégié et leur donc leur irréversibilité.

On a vu dans les deux exemples précédents que les **sytèmes évoluent** vers un **plus grand désordre** pour atteindre un état final stable ou état d'équilibre :

=> les **transformations irréversibles** sont **spontanées** et **elles satisfont à la règle d'augmentation de l'entropie** des systèmes, qui prend sa valeur maximale à l'équilibre.

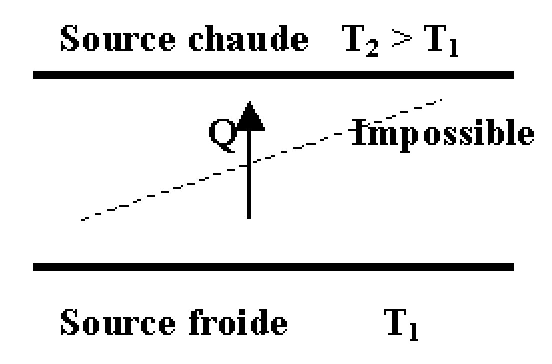
* Le **premier principe** considère toutes les transformations comme également possibles: il ne tient pas compte du caractère irréversible d'une transformation et ne se prononce pas sur la **notion d'irréversibilité** des transformations spontanées. Il **exclut** le **mouvement perpétuel de premier espèce** c.à.d qu'on ne peut indéfiniment fournir de l'énergie sous une certaine forme sans en consommer ailleurs sous une autre forme.

* Le **deuxième principe** va définir le **sens privilégié** suivant lequel les transformations peuvent se dérouler et préciser les conditions d'équilibre du système. C'est un postulat basé sur des observations expérimentales.

6.3 Postulats d'irréversibilité

La thermodynamique classique ne cherche pas à expliquer le sens privilégié des transformations naturelles ou spontanées, mais **elle postule** simplement **l'irréversibilité** de ces transformations observées expérimentalement.

- **Enoncé de Clausius** (déduit de l'exemple 1)

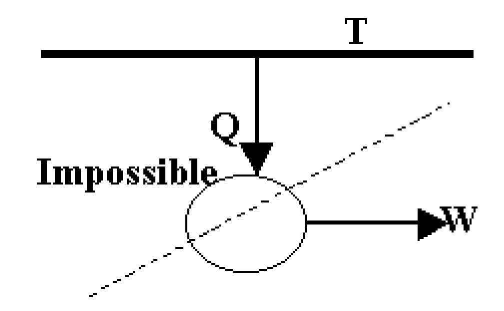


Une quantité de chaleur ne peut jamais être transférée spontanément d'une source froide(BT) vers une source chaude (HT)

Fig. 6.4: Processus de transfert de chaleur impossible

* **Si l'interdiction de Clausius** n'existait pas, on pourrait alors extraire p.ex sans dépense d'énergie l'énergie calorifique des océans, des fleuves ou de l'air pour faire bouillir de l'eau et ainsi faire fonctionner gratuitement des turbines à vapeur pour disposer d'énergie mécanique et électrique gratuite !!!

- **Enoncé de Kelvin** (déduit de l'exemple 3)



Il est impossible de prélever une quantité de chaleur Q d'une source d'énergie et de la transformer intégralement en travail

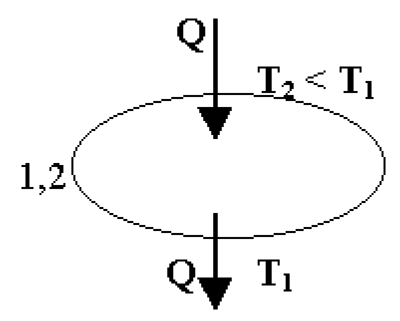
Fig.6.5: Production de travail impossible

* **Sans cette impossibilité**, on pourrait construire un moteur qui pomperait de la chaleur d'une source (océan) et de la transformer complètement en travail pour faire avancer un navire !!!

6.4 Enoncé mathématique du deuxième principe

Compte tenu des deux postulats de Clausius et de Kelvin, **imaginons un cycle** de transformations au cours duquel :

- une machine prélève de la chaleur Q à source à la température $T_2 < T_1$ et la cède intégralement à une source à la température T_1
- comme $T_2 < T_1$, ce transfert de chaleur est **impossible** d'après l'énoncé de Clausius et ce cycle est donc irréalisable dans la pratique



- le bilan d'énergie de cette machine s'écrit:
$\sum$ **dQ/T = Q/T$_2$ - Q/T$_1$ > 0** car $T_1 > T_2$

Fig. 6.6 : Cycle imaginaire d'une machine fictive

=> Etant donné que le **processus précédent est impossible** (selon Clausius), on en déduit que pour un **cycle réel** d'une machine, il faut donc que :

$$\sum \frac{dQ}{T} \leq 0$$

6.1)

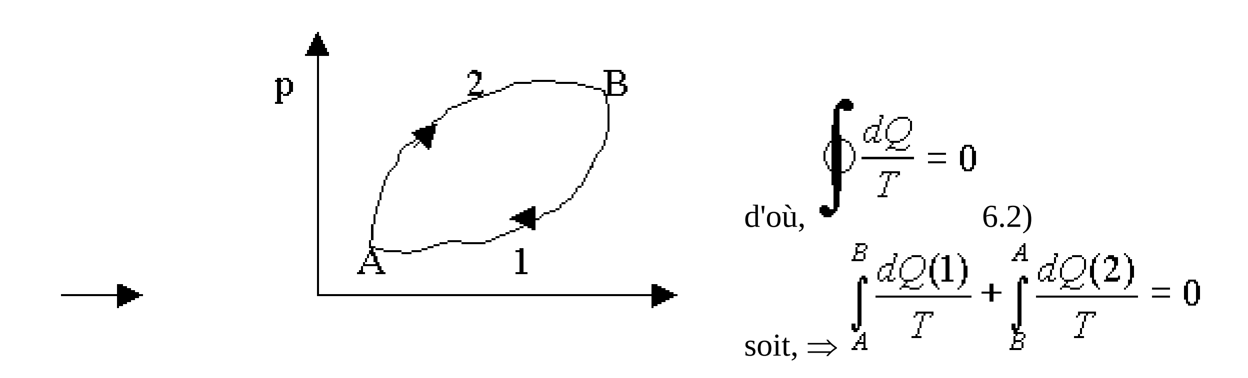
- **le signe égal (=)** valant pour **un cycle réversible**
- **l'inégalité (<)** valant pour **un cycle irréversible**

La relation 6.1) est **l'énoncé mathématique** du deuxième principe déduit des postulats d'irréversibilité.

6.5 Notion d'entropie S

- **Transformations réversibles**

L'équation 6.1) va nous permettre de **définir une nouvelle fonction d'état** du système, appelée entropie S. Considérons un cycle thermodynamique formé de deux transformations réversibles: la somme de l'expression 6.1) peut alors être remplacée par une intégrale.



$$\oint \frac{dQ}{T} = 0$$

$$\int_A^B \frac{dQ(1)}{T} + \int_B^A \frac{dQ(2)}{T} = 0$$

Fig. 6.6: Cycle réversible

finalement, on a : $\int_A^B \frac{dQ(1)}{T} = \int_A^B \frac{dQ(2)}{T}$

6.3)

De la relation 6.3, on déduit que l'intégrale pour une **transformation réversible** $\int_{AB} dQ_{rev}/T$:

- ne dépend que des états initial et final
- c.à.d qu'elle ne dépend pas du chemin suivi

Cette intégrale peut donc être considérée comme résultant de la **variation d'une grandeur S**, appelée entropie, définie par :

$$\Delta S = S_B - S_A = \int_{AB} dS = \int_{AB} dQ_{rev}/T$$

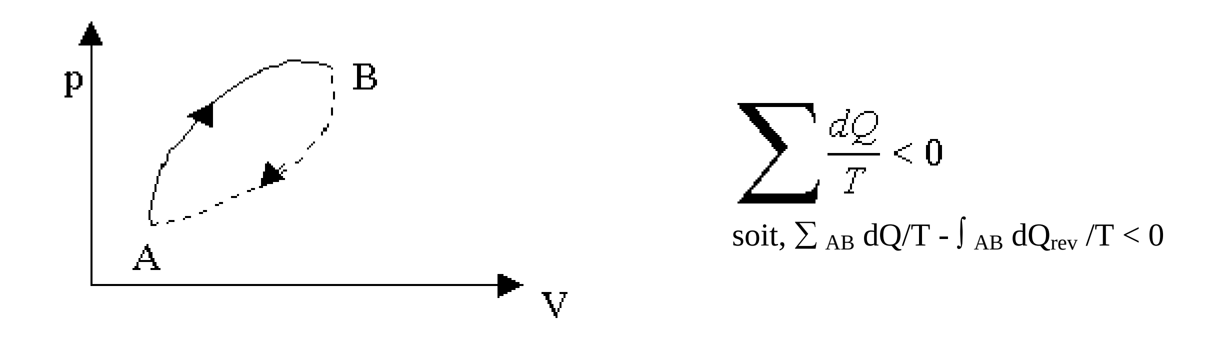
6.4)

et par conséquent, $dS = dQ_{rev}/T$ 6.5)

où dS est une **différentielle exacte** et donc l'entropie S est une **fonction d'état**

- **Transformations irréversibles**

Considérons le **cycle irréversible** formée d'une transformation réversible AB et d'une transformation irréversible BA. D'après la relation 6.1) on a alors:



soit, $\sum_{AB} dQ/T - \int_{AB} dQ_{rev}/T < 0$

finalement, pour une transformation **irréversible**, on a:

$$\sum_{AB} dQ/T < S_B - S_A$$

6.6)

$$\text{c.à.d, } \Delta \mathbf{S} > \sum_{\mathbf{AB}} \mathbf{dQ/T} \text{ ou } \mathbf{dS} > \mathbf{dQ_{irr}/T}$$

6.7)

pour une transformation **irréversible** élémentaire, on a donc:

$$\mathbf{dS = dQ_{irr}/T + \sigma}$$

6.8)

où σ est une **source d'entropie** caractérisant l'irréversibilité de la transformation: il y a création d'entropie.

- **Cas général: deuxième principe**

La relation $\mathbf{dS = dQ_{irr}/T + \sigma}$

est **l'énoncé le plus général** du deuxième principe, avec $\sigma = 0$ pour une transformation réversible et $\sigma \neq 0$ pour une transformation irréversible.

" La variation d'entropie d'un système thermodynamique ne peut être que positive ou nulle "

Remarque:

La différentielle dS est une différentielle totale exacte, alors que dQ n'est pas une différentielle exacte: le facteur 1/T appliqué à la forme différentielle dQ la transforme donc en

différentielle totale exacte. On dit que 1/T est un facteur intégrant de la forme différentielle dQ.

- **Cas particuliers**

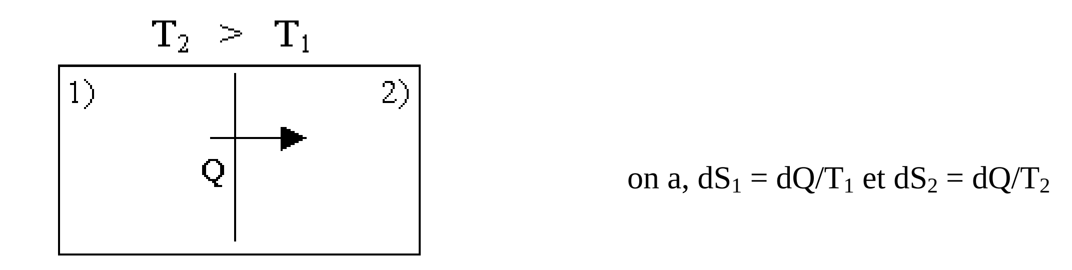
a) **Système isolé**: dans un système isolé (adiabate et fermé) on a dQ = 0 et donc dS = 0.

" L'entropie d'un système isolé ne peut donc qu'augmenter ou rester constante "

b) **Transfert spontané de chaleur**

Soit un système isolé séparé en deux compartiments (à température différente $T_2 > T_1$) par une cloison isolante (adiabatique). Si on enlève la cloison, dans quel sens va s'écouler la chaleur?

Supposons qu'une quantité de chaleur dQ passe du compartiment 1 vers le compartiment 2 et déterminons le signe de dQ:



on a, $dS_1 = dQ/T_1$ et $dS_2 = dQ/T_2$

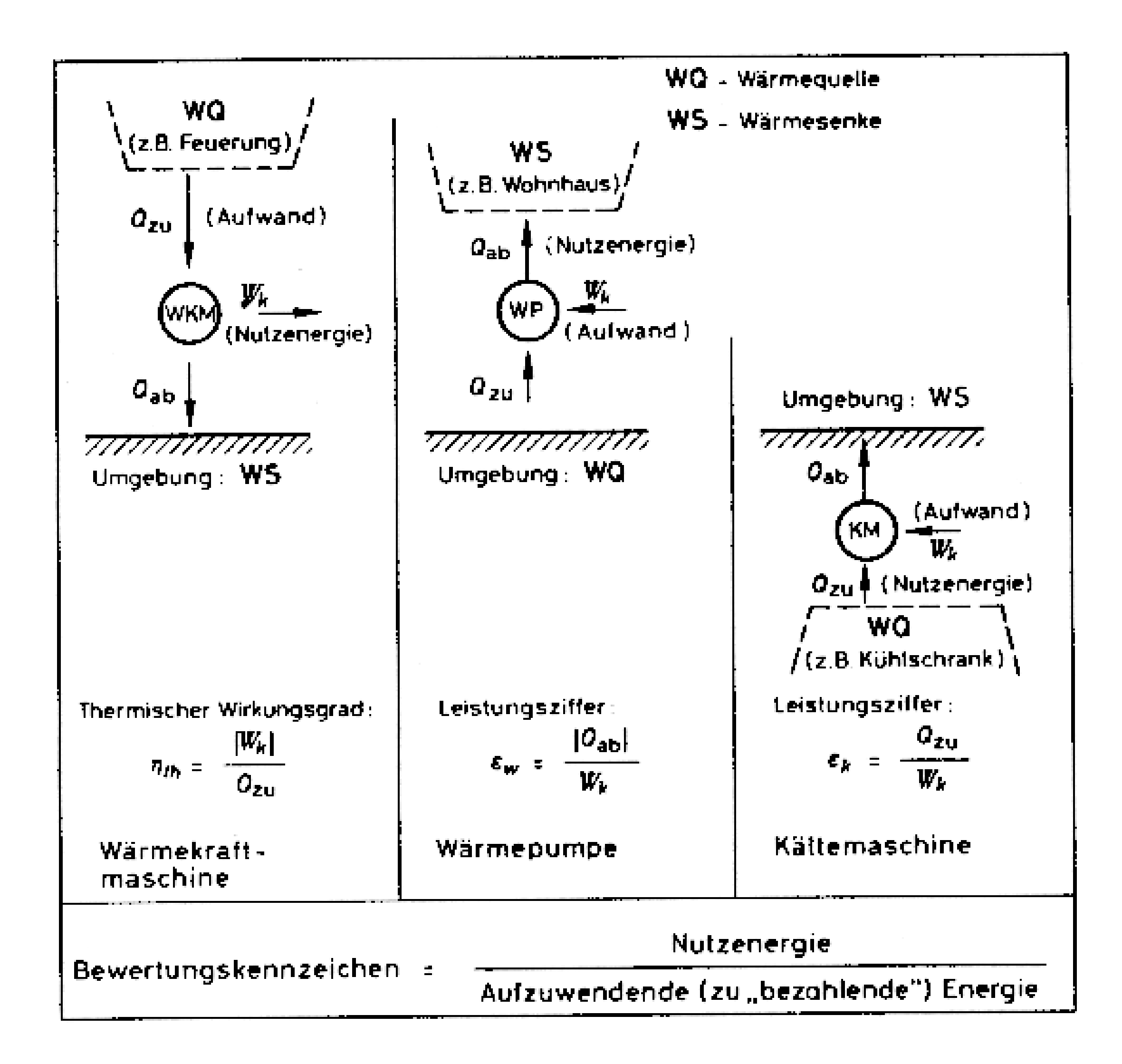
Fig. 6.7: Transfert de chaleur dans un système isolé

et la variation totale d'entropie du système isolé est donc: $dS = dQ/(1/T_1 - 1/T_2)$

or, pour un sytème isolé dS > 0 et comme $T_2 > T_1$, il en résulte que dQ > 0: c.à.d que le compartiment 2 reçoit bien de la chaleur.

Le deuxième principe explique donc le sens privilégié et irréversible de l'écoulement de la chaleur des hautes températures vers les basses températures.

Ce processus irréversible de transfert de chaleur se poursuivra jusqu'à l'égalité des températures dans les deux compartiments: alors, l'entropie du système isolé sera maximale et on aura atteint un état d'équilibre.



6.6 Interprétation statistique du deuxième principe

Le **deuxième principe** est étroitement lié à la notion de **désordre**. Ceci est bien illustré par l'exemple précédent du transfert de chaleur entre deux compartiments à température différente : où l'augmentation d'entropie du système isolé pour atteindre son état final d'équilibre correspond bien à la tendance naturelle de système à augmenter son désordre. En effet, dans l'état final les molécules du gaz sont bien mélangées et réparties de façon homogène et aléatoire dans toute l'enceinte: on a alors atteint un désordre maximum.

Or dans ce gaz, l'état macroscopique du gaz résulte d'un grand nombre d'états microscopiques caractérisés par des positions et vitesses individuelles des molécules différentes. Le but de la thermodynamique statistique est d'exprimer **l'état microscopique** au moyen des états microscopiques à partir des lois de la statistique:

- la probabilité thermodynamique W d'un état macroscopique est le nombre des états microscopiques possibles du système déduit à partir de l'analyse combinatoire
- un système aura toujours tendance à évoluer dans le sens de la plus grande probabilité thermodynamique W
- il existe une corrélation entre la probabilité W et l'entropie exprimée par **S = klnW**

Comme la probabilité thermodynamique W est l'expression du désordre moléculaire, on peut donc dire que l'entropie S est **une mesure du désordre moléculaire**.

Une transformation **irréversible** correspond alors au passage d'un état macroscopique à un autre état macroscopique dont la probabilité W est plus grande.

Une transformation **réversible** correspond par contre au passage à un état macroscopique dont la probabilité thermodynamique W est égale.

6.7 Conséquences du deuxième principe

L'**énoncé général du deuxième principe** contient implicitement tous les énoncés classiques basés sur les cycles **monothermes** (énoncés de Clausius et Kelvin précédents) ou basée sur les cycles **dithermes** (cycle de Carnot). Un cycle monotherme ne fait intervenir des échanges d'énergie (Q,W) qu'avec une seule source de chaleur.

- **Machines thermiques**

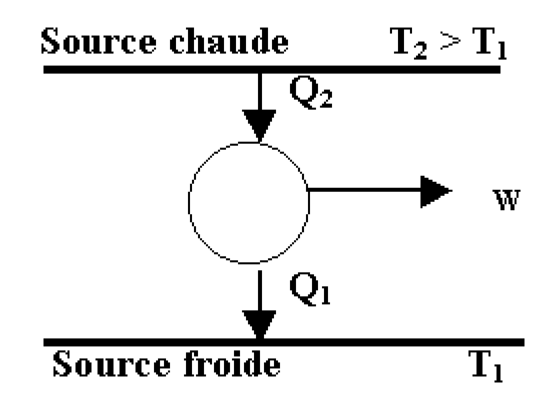
Puisqu'**il est impossible** d'après ce deuxième principe de prélever de la chaleur d'une seule source de chaleur et de la transformer intégralement en chaleur, une machine thermodynamique doit donc **nécessairement fonctionner** entre au moins **deux sources de chaleur** :

- la transformation de chaleur en travail ($Q \rightarrow W$) à partir d'une **source chaude** n'est donc possible qu'à la condition **de rejeter** une partie de la chaleur à une autre **source froide** (cycle ditherme).

- cette chaleur rejetée est donc perdue et influera sur les performances de la machine thermique: d'où la notion de rendement thermique

A partir de ce schéma à deux sources (une source chaude ou froide), on définit **deux types de machines thermiques**: les machines **thermo-dynamiques** TD et les machines **dynamo-thermiques** DT, dont le principe de fonctionnement est illustré sur les Fig. 6.8 et 6.9.

- ***Machines thermo-dynamiques***



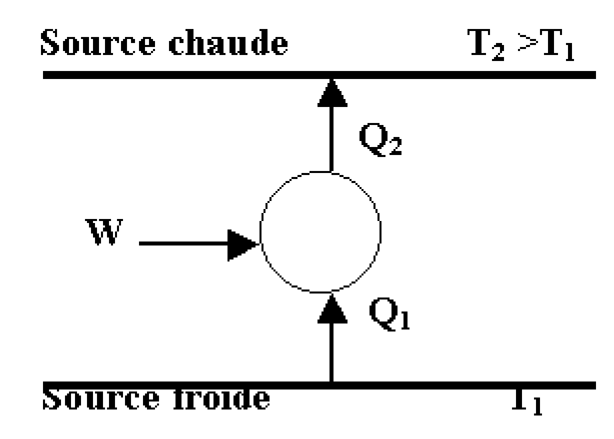
1er principe : $Q_2 = W + Q_1$

2è principe : notion de rendement

$$\eta = \frac{W\text{fourni}}{Q\text{prélevée}} = \frac{W}{Q} = \frac{Q_2 - Q_1}{Q_2} = 1 - \frac{Q_1}{Q_2} < 1$$

Fig. 6.8: **Machines thermodynamiques TD**
transformant de la chaleur en travail ($Q \rightarrow W$)

- ***Machines dynamo- thermiques***



1er principe: $Q_2 = W + Q_1$

2e principe: notion de coefficient de performance η

$$\eta = \frac{Q_1}{W} = \frac{Q_1}{Q_2 - Q_1} > 1$$

Fig. 6.9: **Machines dynamo-thermiques DT**
transformant du travail en chaleur ($W \rightarrow Q$)

Les **machines thermodynamiques** sont des machines thermiques produisant du travail (machines motrices), c'est le cas :

- des machines à vapeur (locomotives à vapeur, bateaux à vapeur...)
- des moteurs à combustion à essence ou diesel
- des centrales thermiques ou nucléaires (production d'électricité)

Les **machines dynamo-thermiques** sont par contre des machines de tranfert de chaleur, exemple :

- les machines frigorifiques ou les pompes à chaleur
- les liquéfacteurs de gaz

- **Cycle de Carnot**

Un cycle de Carnot est un cycle ditherme moteur **réversible** (Fig.6.10)**:**

- évoluant entre deux sources de température T_2 et T_1 (avec $T_2 > T_1$)
- formé de deux transformations **isothermes** (AB et CD) et de deux transformations **isentropes** (BC et DA)

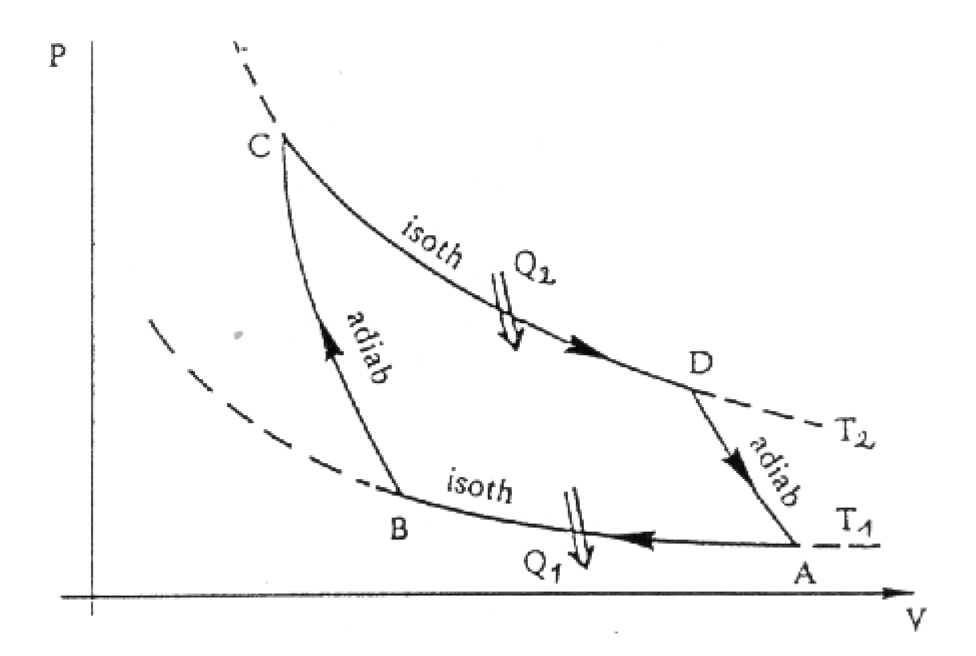


Fig. 6.10: Cycle moteur réversible de Carnot

On réalise un tel moteur en enfermant une certaine masse m de gaz dans un cylindre fermé par un piston coulissant sans frottement. Au cours de ce cycle ABCDA, le gaz revient à son état intial après avoir :

- reçu une quantité de chaleur Q_2 à la température T_2
- fourni une quantité de chaleur Q_1 à la température T_1
- fourni un certain travail W

L'énergie interne ne changeant pas au cours d'un cycle $\Delta U = U_A - U_A = 0$, on a d'après le premier principe:

$$\Delta U = Q_2 + Q_1 + W = 0 \text{ avec } |W| = Q_2 - |Q_1| \quad 6.9)$$

Le rendement r du cycle de Carnot est alors défini par :

$$r = |W| / Q_2 = (Q_2 - |Q_1|)/Q_2 = 1- |Q_1| /Q_2 \quad 6.10)$$

* On démontre que le cycle de Carnot est le cycle qui a le **rendement maximun,** aucun autre cycle d'une machine thermodynamique ne peut avoir un rendement plus grand.

Le cycle de Carnot est un cycle **idéal** et c'est pour cette raison que tous les autres cycles réels sont **comparés au cycle de Carnot** qui sert ainsi de référence.

On définit ainsi **l'efficacité ε** d'un cycle quelconque comme le rapport du rendement de ce cycle au rendement de Carnot :

efficacité d'un cycle: ε **= r/r_c** (avec 0 < ε <1)

- **Température absolue**

On montre que dans un **cycle de Carnot**: **$Q_2/T_2 + Q_1/T_1 = 0$**

6.11)

soit en valeur absolue, on a : $Q_2/|Q_1| = T_2/T_1$

et par conséquent, le rendement du cycle de Carnot s'exprime simplement en fonction des températures des deux sources :

$$r = 1 - T_2/T_1$$

6.12)

La relation 6.12 devient alors une **définition de la température absolue** et puisque cette relation définit seulement le rapport des deux températures, il est nécessaire de fixer une origine de température (le point triple de l'eau). Dans l'échelle absolue de Kelvin, la température du point triplede l'eau est 273,16 K.

6.8 Calcul des variations d'entropie

D'après la formule de définition de l'entropie, $\Delta S = S_B - S_A = \int_{AB} dS = \int_{AB} dQ/T$

- il suffira pour calculer la variation d'entropie d'un système entre deux états A et B, d'imaginer une transformation **réversible** allant de A vers B

- à 0K, les corps purs ont tous la **même entropie S = 0**, car à cette température tous les corps purs sont cristallisés et donc parfaitement ordonnés (W = 1 et donc S = 0)

Au cours d'une transformation **élémentaire et réversible**, on a :

$$dU = dQ + dW = dQ - pdV$$

soit pour l'entropie

$$dS = dQ/T = (dU + pdV)/T$$

6.13)

- **Transformation isochore** (V = cte)

alors, $dS = dU/T = mc_v dT/T$

soit, $\Delta S = mc_v \ln T_2/T_1$

6.14)

- **Transformation isobare** (p = cte)

alors, $dS = (dH - Vdp)/T = mc_p dT/T$

soit, Δ **S = mc$_p$lnT$_2$/T$_1$**

6.15)

- **Transformation isotherme** (T = cte)

$dS = pdV/T = mrdV/V$ et Δ **S = mrlnV$_2$/V$_1$**

6.16)

car à T = cte et pour un gaz idéal: Δ **U = Δ H = 0**

- **Transformation isentrope** (S = cte): dS = 0 et $S_2 = S_1$

avec, $W_{visen} = U_2 - U_1$ et $W_{tisen} = H_2 - H_1$

- **Transformation polytrope**

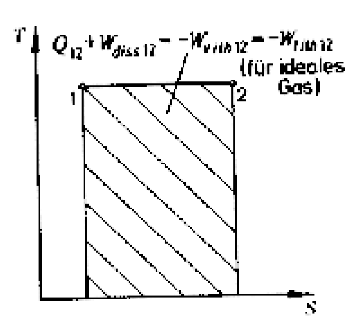
alors, $dS = dQ/T = mc_v(n - \gamma)dT/(n - 1)T$

soit, Δ **S = mc$_v$(n - γ)lnT$_2$/T$_1$/(n - 1)**

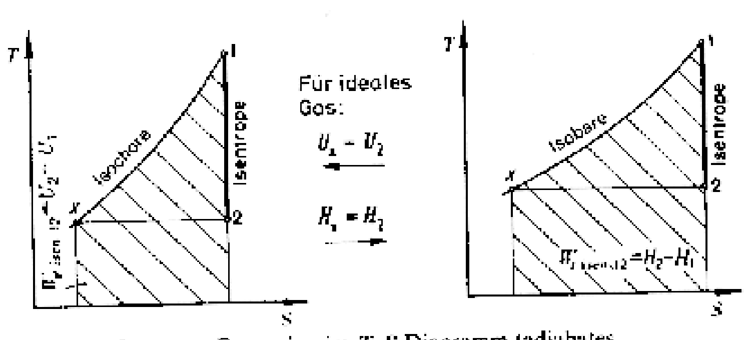
6.17)

ou, Δ **S = mc$_p$lnT$_2$/T$_1$ - mrlnp$_2$/p$_1$**

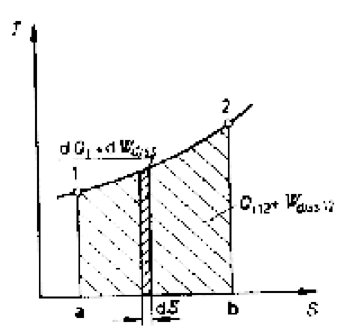
6.18)



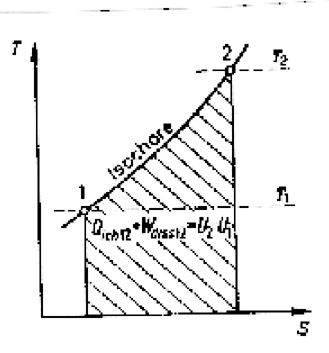
B 3.10 Isotherme Expansion im T, S-Diagramm



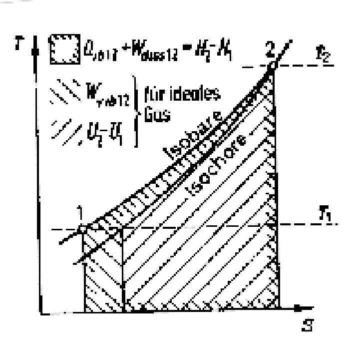
B 3.11 Isentrope Expansion im T, S-Diagramm (adiabates System, reversibler Vorgang)



B 3.7 Zustandsänderung im T, S-Diagramm



B 3.8 Isochore Drucksteigerung im T, S-Diagramm



B 3.9 Isobare Volumenvergrößerung im T, S-Diagramm

Isochore.

$$dS = \frac{m c_v \, dT}{T} \qquad S_2 - S_1 = m \, c_{vm}\Big|_{t_1}^{t_2} \ln \frac{T_2}{T_1}$$

Isobare.

$$dS = \frac{m \, c_p \, dT}{T}$$

$$S_2 - S_1 = m \, c_{pm}\Big|_{t_1}^{t_2} \ln \frac{T_2}{T_1} = m \, \varkappa \, c_{vm}\Big|_{t_1}^{t_2} \ln \frac{T_2}{T_1}$$

Exercices : Deuxième principe et entropie

Ex1: Montrer que les énoncés de Clausius et de Kelvin sont équivalents. Pour cela, on considère le schéma à deux niveaux de température dans lequel:

- on fait passer une quantité de chaleur Q_1 de la source froide vers la source chaude (impossible selon Clausius)
- cette chaleur Q_1 ainsi transférée gratuitement est extraite de la source chaude et transformée partiellement en travail W par une machine M, l'autre partie étant rejetée à la source froide

Faites le bilan en énergie de ces deux opérations et dessiner le nouveau schéma en résultant. Conclusion.

Ex2: Cycle de Carnot. Montrer que le cycle de Carnot a le rendement maximun.

Supposons qu'il existe un autre cycle A avec un rendement supérieur à celui de Carnot. On dessinera dans le schéma à deux niveaux de température:

- le cycle A qui extrait une chaleur $Q_1^{'} < Q_1$ pour la transformer par un moteur M en travail W et en chaleur $Q_2^{'}$
- à l'aide du travail W ainsi fourni par ce cycle A on fait fonctionner une machine frigorifique de Carnot entre les mêmes températures; Cette machine utilise ce travail W pour extraire une quantité de chaleur Q_2 de la source froide et transférer la quantité de chaleur Q_1 à la source chaude

Faites le bilan d'énergie de ces deux cycles et concluer.

Ex3: Calculer dans le cas général (transformation quelconque), l'**entropie d'un gaz parfait** à partir de la définition de la variation d'entropie d'une transformation élémentaire et à partir du premier principe.

Ex4: Calculer dans chaque phase d'un **cycle de Carnot** d'une mole de gaz parfait,

a) le travail et la chaleur échangés avec le milieu extérieur
b) la variation d'entropie
c) montrer que $V_A/V_D = V_B/V_C$
d) calculer la variation totale d'entropie au cours du cycle, conclusion

Ex5: Un **cycle de Carnot d'un gaz parfait diatomique** comporte deux états extrèmes caractérisés par les valeurs suivantes des variables:

A: p_A = 1 bar T_A = 20 °C
C: p_C =10 bar T_C = 250 °C et V_C = 1 litre

a) déterminer les coordonnées des points B et D du cycle
b) calculer le chaleurs Q_2 et Q_1 et le travail W

Rép: a) V_A = 5,6 l , V_B = 4,26 l , V_D = 1,315 l et p_D = 7,6 bar , P_B = 1,315 bar
b) Q_2 = 274 J Q_1 = - 153 J et W = - 121 J

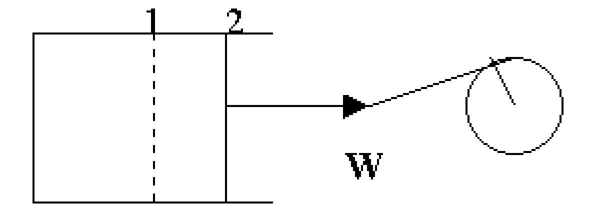
LES CYCLES THERMODYNAMIQUES

7. Cycles Thermodynamiques

Les **machines thermodynamiques** fonctionnent avec plusieurs transformations successives et répétitives formant un cycle. Dans la pratique, ces transformations ne sont pas réversibles. On remplace alors ces processus irréversibles par des transformations réversibles plus facilement calculables: d'où on obtient des machines idéales qui donnent une première approche du problème.

En effet, pour qu'une machine thermique fonctionne de façon ininterrompue:

- une transformation 1-2 unique ne suffit pas, car elle ne fournit du travail qu'une seule fois et la machine s'arrête ensuite
- il faut donc lui adjoindre une transformation inverse 2-1 et répéter le cycle périodiquement



la transformation 1-2 n'est exécutée qu'une seule fois (le travail W n'est fourni une seule fois)

7.1 Transformation unique et cycle

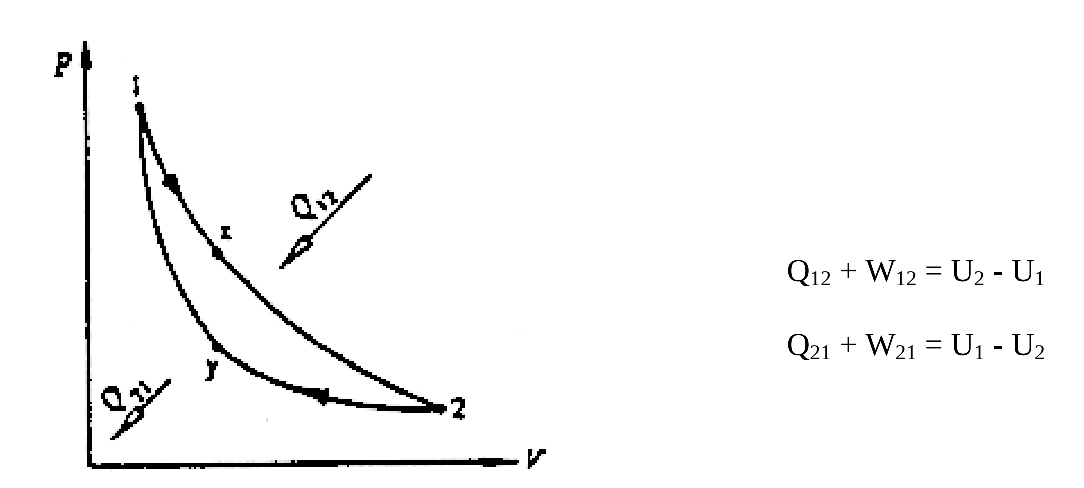
* Pour **réaliser un cycle**, le système fermé ou ouvert doit être ramené dans son état initial par un processus adéquat: ceci est illustré dans les figures suivantes.

Heizsystem
Q_{12}
$W_{v\,12}$
$W_{v\,21}$
W_k
Q_{21}
Kühlsystem
a) geschlossenes System

W_k
Heizsystem
Q_{12}
$W_{t\,12}$
$W_{t\,21}$
Q_{21}
Kühlsystem
b) hintereinandergeschaltete offene Systeme

7.2 Travail utile W_k d'un cycle

On considère un système effectuant un cycle réversible formé de deux transformations au cours desquelles le système échange de la chaleur et du travail avec le milieu extérieur.



$$Q_{12} + W_{12} = U_2 - U_1$$

$$Q_{21} + W_{21} = U_1 - U_2$$

Fig. 7.3: Cycle réversible

En additionnant ces deux équations, on obtient:

$$W_{12} + W_{21} = -(Q_{12} + Q_{21})$$

1)

En désignant par W_k la somme de tous les travauux effectués au cours d'un cycle et en appelant W_k le **travail utile** du cycle, on a de façon très générale pour **un cycle quelconque** :

$$\mathbf{W_k = \sum W = \sum Q}$$

2)

où, W est soit le travail volumétrique W_v pour un système fermé ou soit le travail technique W_t pour un système ouvert

- **Convention de signes**

- **$W_k > 0$** , si le cycle est décrit dans le **sens inverse des aiguilles d'une montre**: cas des machines dynamo-thermiques DT
- **$W_k < 0$** , si le cycle est décrit dans **le sens des aiguilles d'une montre**: cas des machines thermo-dynamiques TD

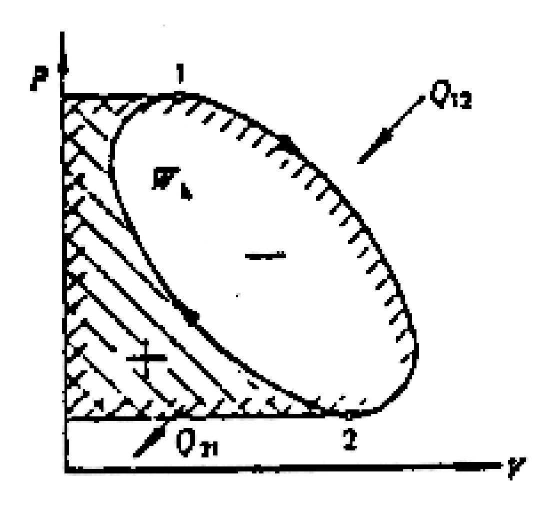


Fig. 7.4a: Machines TD

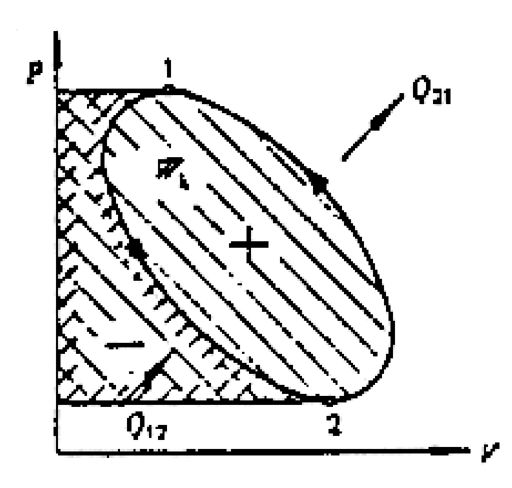


Fig. 7.4b: Machines DT

7.3 Cycles thermodynamiques usuels

Les cycles sont formés par la succession de plusieurs transformations et sont représentés dans un diagramme soit en coordonées (p,V) ou (T,S) ou (p,H). Ces diagrammes permettent de suivre **l'évolution du fluide** et de visualiser les énergies échangées.

Dans les machines **thermo-dynamiques TD**, de la chaleur est **transformée en travail**. Cette chaleur est fournie à partir de combustibles fossiles ou nucléaires ou à partir d'énergie solaire ou géothermique: elle est transférée au fluide de travail (eau, air...) à la température la plus

élevée possible. Ces machines sont des **systèmes fermés** où le fluide revient à son état initial après diverses transformations successives.

Dans les **moteurs à combustion**, de l'énergie contenue dans le carburant est libérée par réaction chimique avec l'air enfermé dans un cylindre et le mélange change de composition. Ces machines sont des **systèmes ouverts** auxquels on amène de l'air et un carburant et on rejette les gaz brûlés à l'atmosphère.

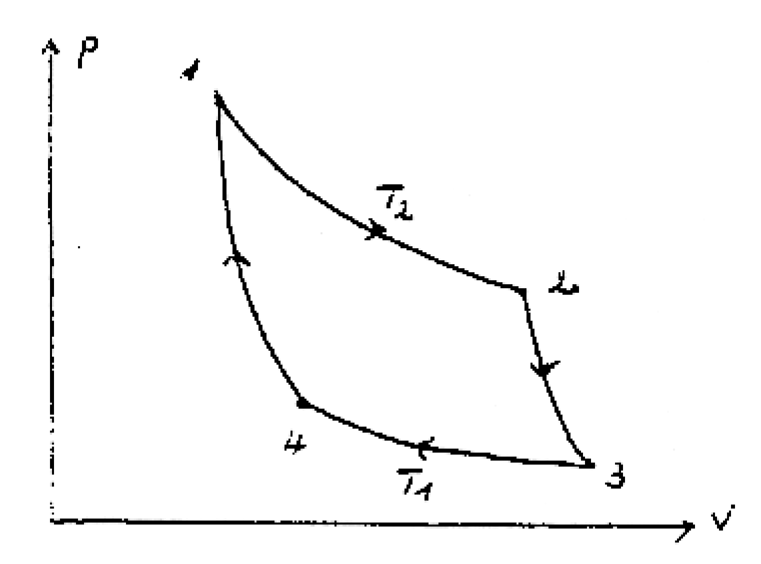
On peut traiter ces diverses machines thermiques à partir de cycles thermodynamiques où les **processus réels irréversibles** sont remplacés par des **processus simplifiés et réversibles**. Ces transformations réversibles représentent alors une **machine idéale** sans perte de chaleur par frottement.

Dans les **systèmes ouverts**, on simplifie en idéalisant le fonctionnement de la machine c.à.d en remplaçant l'arrivée et le rejet de gaz dans la machine par un apport et une cession de chaleur par échange: on néglige ainsi les changements de composition chimique du gaz liés à la combustion.

Les fluides de travail (vapeur d'eau, air ou gaz...) dans ces machines sont assimilés à des **gaz parfaits**, ce qui est à peu près le cas dans les domaines de pression et température considérés.

7.3.1 Cycle de Carnot

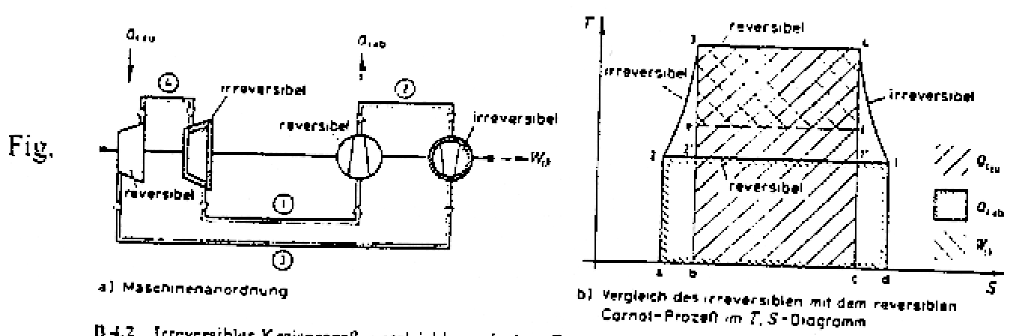
Le cycle de Carnot est le cycle à rendement maximun et sert de ce fait de **cycle de référence auquel on compare** tous les autres cycles, pour évaluer leurs performances. Il est formé successivement de :



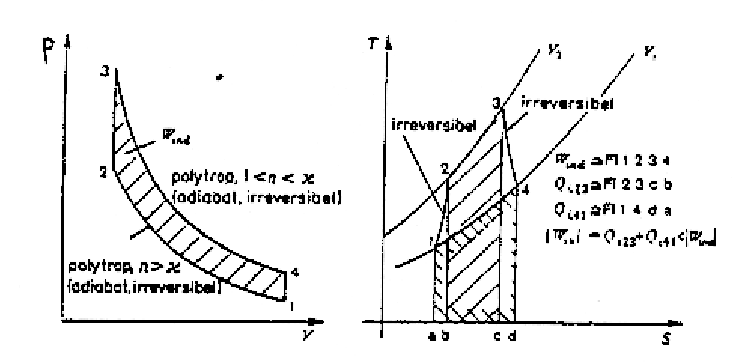
- une transformation isotherme 12 (T_2 = cte)
- une transformation isentrope 23 (Q_{23} = 0)
- une transformation isotherme 34 (T_1 = cte)
- une transformation isentrope 41 (Q_{41} = 0)

Fig. 7.5: Cycle moteur de Carnot

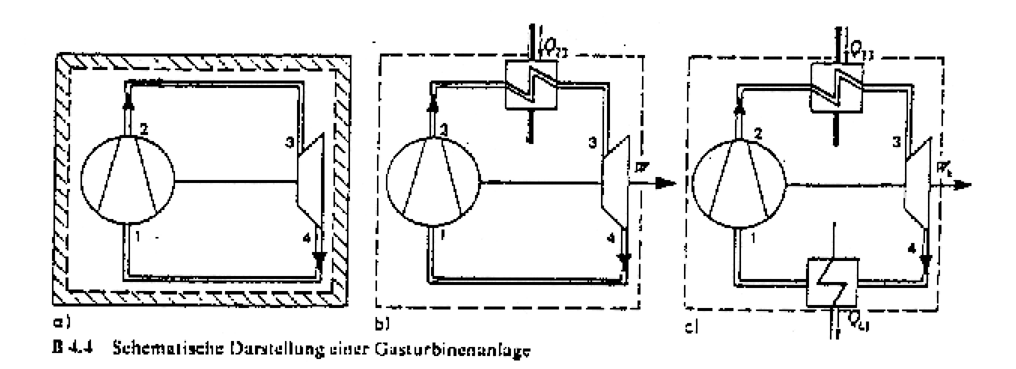
Fig.



B 4.2 Irreversibler Kreisprozeß, vergleichbar mit dem Carnot-Prozeß



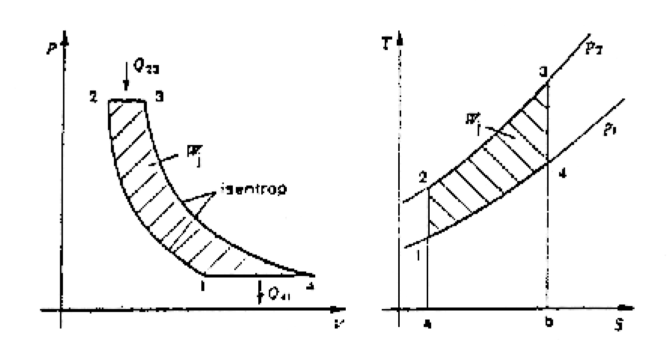
Kreisprozesse der Gasturbinenanlagen



B 4.4 Schematische Darstellung einer Gasturbinenanlage

Joule-Prozeß als Vergleichsprozeß der Gasturbinenanlage

Ein Prozeß mit isentroper Kompression und Expansion und isobarer Wärmezu- und -abfuhr zwischen den Maschinen heißt Joule-Prozeß.



B 4.5 Joule-Prozeß im p, V- und im T, S-Diagramm

Le travail utile de ce cycle est donnée par :

$$W_k = \sum Q = - (Q_{12} + Q_{34})$$

3)

$$\text{or, } Q_{12} = mrT_2 \ln V_2/V_1 \text{ et } Q_{34} = mrT_1 \ln V_4/V_3$$

4)

on peut montrer que, $V_2V_4 = V_1V_3$

d'où, en posant: $Q_{12} = Q_2$ et $Q_{34} = Q_1$ on a finalement:

$$\frac{Q_2}{Q_1} = \frac{T_2}{T_1}$$

5)

* On vérifie bien la relation mathématique du deuxième principe selon laquelle $\sum$ **dQ/T = 0** pour un cycle réversible.

*On définit le **rendement** du moteur de Carnot par le rapport du travail dépensé au cours du cycle sur la chaleur fournie à la machine :

$$r_c = \frac{W}{Q_2} = \frac{Q_2 - Q_1}{Q_2} = \frac{T_2 - T_1}{T_2} = 1 - \frac{T_1}{T_2}$$

6)

et comme $T_2 < T_1$, **le rendement du cycle de Carnot $r_C < 1$**

7.3.2 Cycle de Rankine

Le cycle de Rankine est à la base des Machines utilisant la vapeur d'eau dans les Centrales thermiques et nucléaires, il comprend (Fig. 7.6):

- deux isobares BP et HP
- deux isentropes (Q= 0)

Le **cycle de la vapeur d'eau** est une suite de transformations dans des systèmes ouverts successifs (chaudière, turbine, condenseur et pompe d'alimentation...). L'énergie emmagasinée dans les combustibles fossiles ou nucléaires est convertie en travail mécanique pour entraîner soit une turbine (Centrales T + N) soit un moteur à piston (Locomotives à vapeur...). Le processus comprend la vaporisation de l'eau, la détente de la vapeur dans la turbine et sa condensation dans un condenseur.

Si ce cycle de Rankine est modifié par **une surchauffe de la vapeur** à la sortie de la chaudière on l'appelle alors cycle de Hirn (Fig. 7.7).

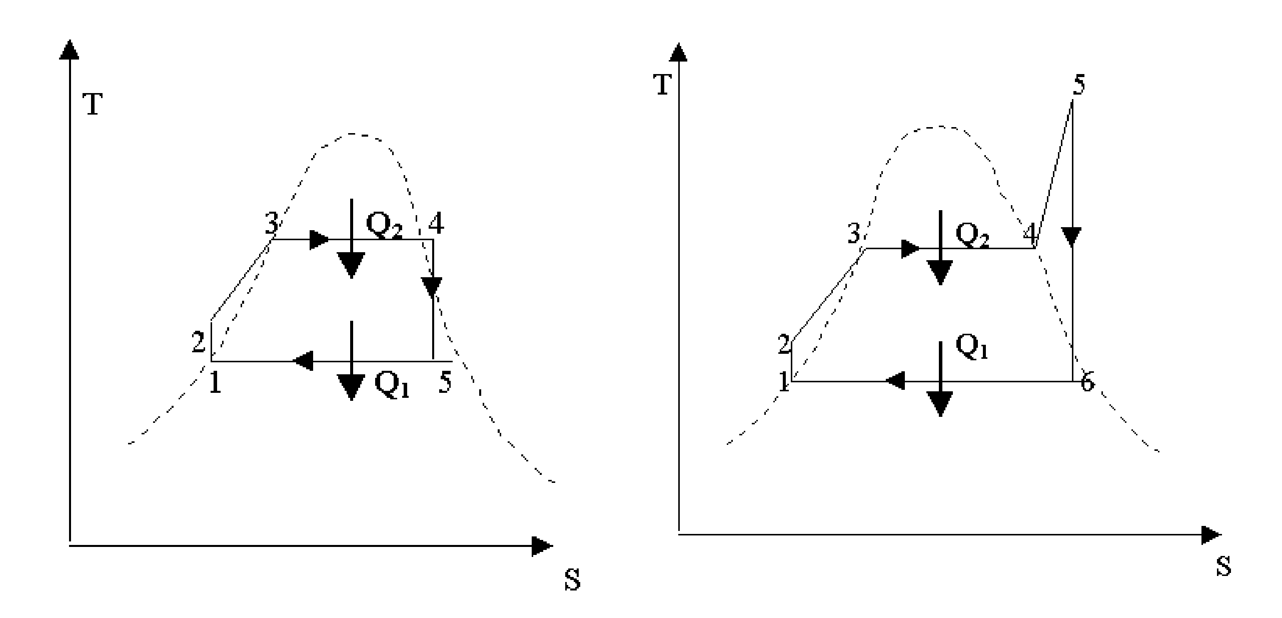


Fig.7.6: Cycle de Rankine

Fig. 7.7: Cycle de Hirn avec surchauffe 4-5

7.3.3 Cycle de Stirling

C'est le cycle du **moteur à air chaud** qui comprend:

- **deux isothermes** (compression et détente)
- **deux isochores**

Dans ce processus, de l'air traverse un cylindre en entraînant un piston avec alternativement un apport de chaleur à HT et libération de chaleur à BT et production de travail.

Le cycle de Stirling **inverse** est à la base des liquéfacteurs de gaz (ex. production d'azote et d'hélium liquide).

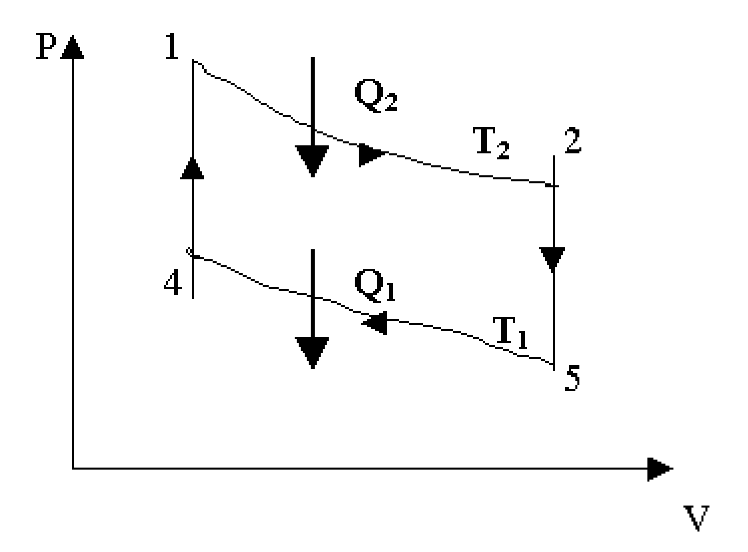


Fig. 7.8: Cycle de Stirling

7.3.4 Cycle de Joule de la turbine à gaz

Un cycle peut aussi être réalisé par une succession de systèmes ouverts. Si on veut produire du travail par détente dans une turbine à gaz, il faut ajouter à l'installation un turbocompresseur ou un compresseur à piston et deux échangeurs de chaleur. Ce cycle comprend alors:

- **deux isentropes** de compression et détente
- **deux isobares** avec apport et cession de chaleur par deux échangeurs

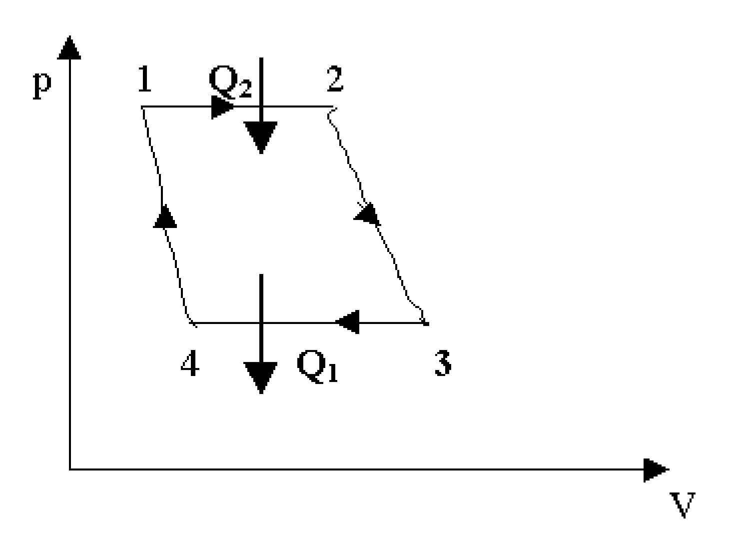
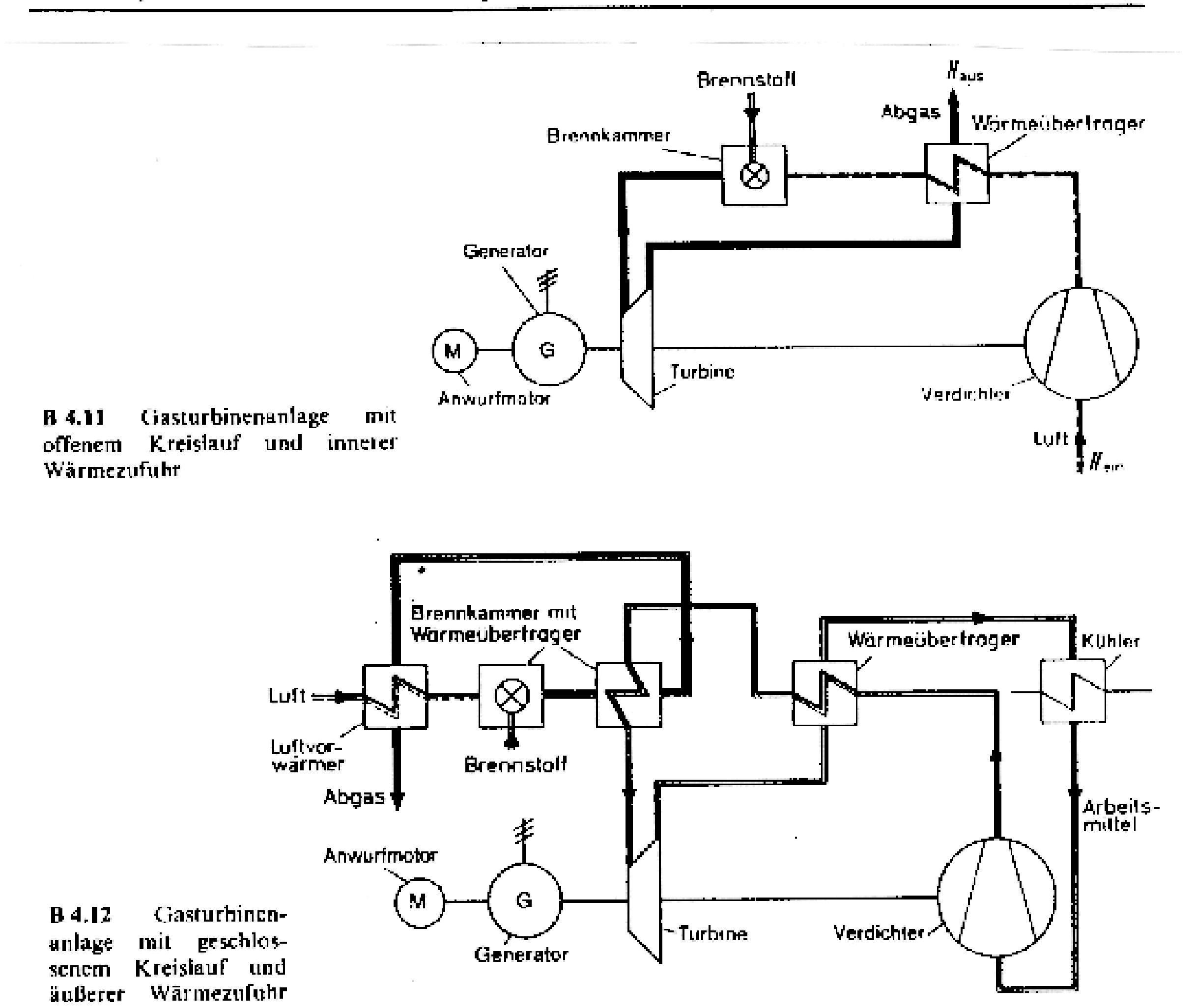


Fig. 7.9: Cycle de Joule



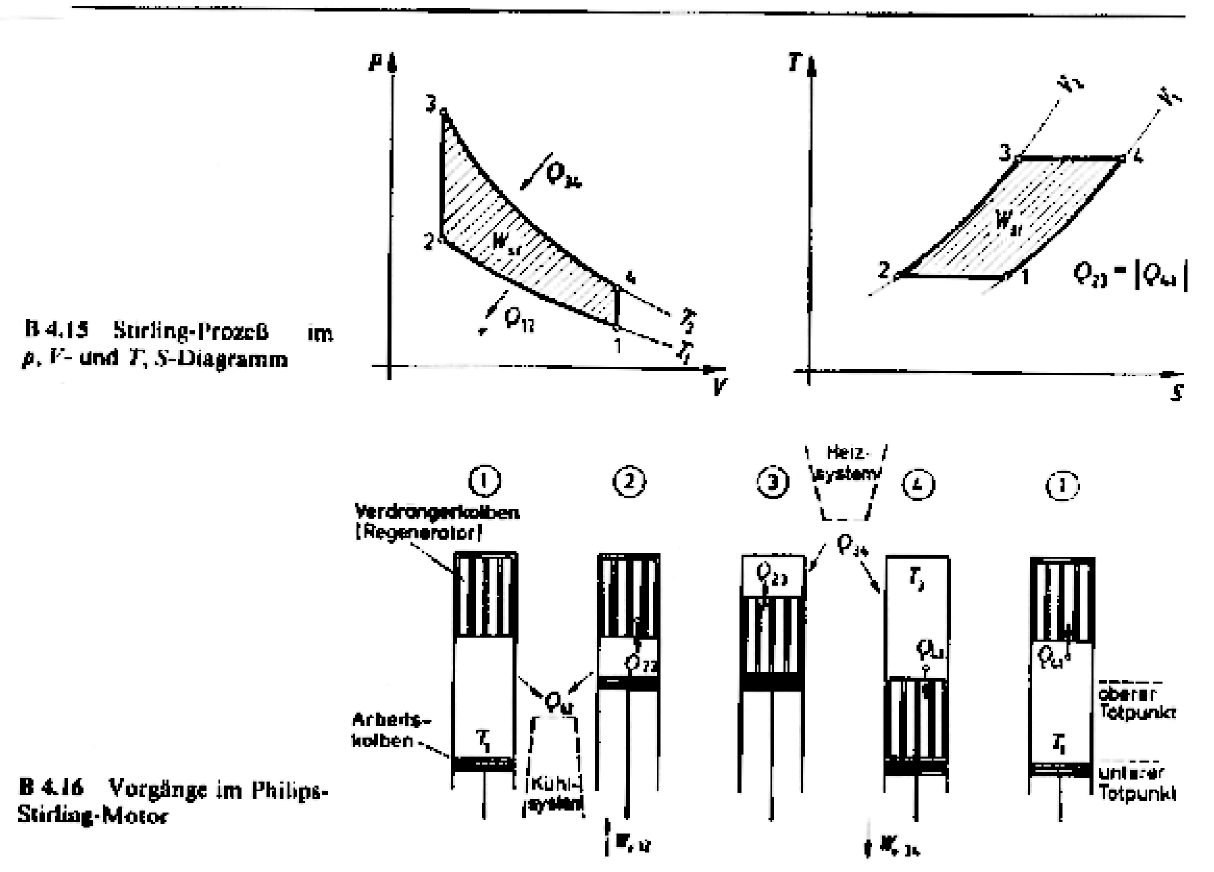
B 4.11 Gasturbinenanlage mit offenem Kreislauf und innerer Wärmezufuhr

B 4.12 Gasturbinenanlage mit geschlossenem Kreislauf und äußerer Wärmezufuhr

Der wirkliche Prozeß in der Gasturbinenanlage

Kreisprozeß des Heißluftmotors

Kreisprozeß des Heißluftmotors



B 4.15 Stirling-Prozeß im p, V- und T, S-Diagramm

B 4.16 Vorgänge im Philips-Stirling-Motor

Vorgang	Zustandsänderung	Arbeitskolben	Verdrängerkolben
1→2	T_1 = konst.	bewegt sich aufwärts	bleibt stehen
2→3	V_2 = konst.	bleibt stehen	bewegt sich abwärts
3→4	T_3 = konst.	bewegt sich abwärts	abwärts mit Arbeitskolben
4→1	V_1 = konst.	bleibt stehen	bewegt sich aufwärts

APPLICATION AUX MACHINES THERMIQUES

---

8. MACHINES THERMODYNAMIQUES (TD)

8.1 LES MOTEURS A COMBUSTION INTERNE

8.1.1 Introduction

On sait que **le rendement thermique r_c** d'un cycle de Carnot augmente si la différence de température $\Delta T = T_2 - T_1$ augmente, en effet on a :

$$r_c = \frac{T_2 - T_1}{T_2}$$

On en conclut que si **on brûlait directement** les gaz (air + carburant) dans l'enceinte de la machine ou moteur, on augmenterait sensiblement la température T_2 : d'où, un rendement final plus élevé. C'est là, le principe du moteur à combustion interne.

En plus, on aurait intérêt à utiliser un **cycle de Carnot** car c'est le cycle à rendement maximum.

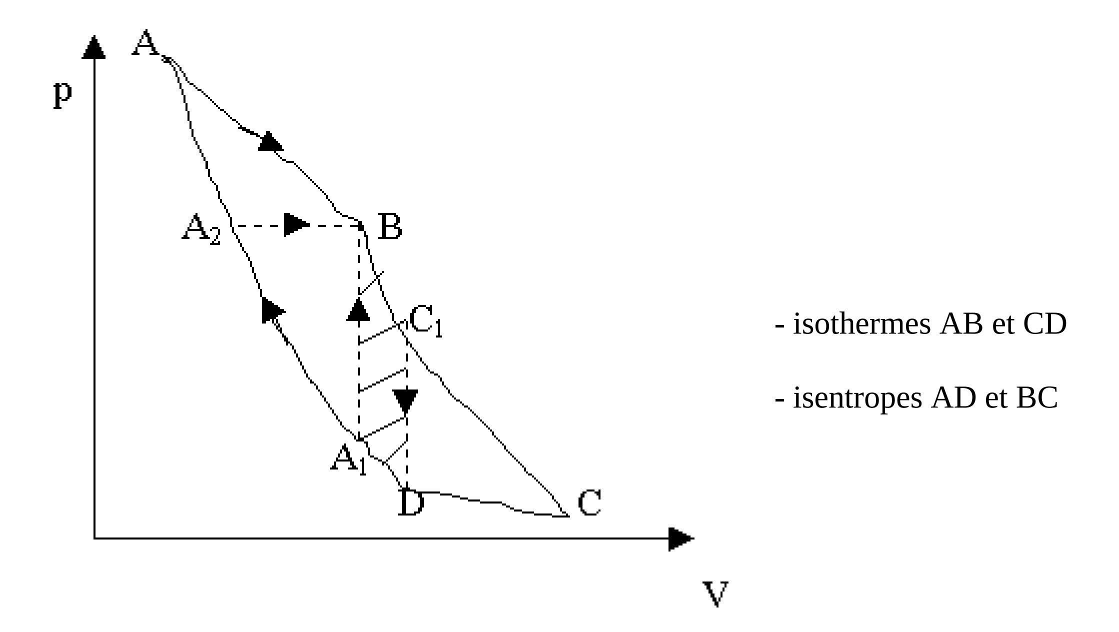


Fig. 8.1 : Cycle Moteur de Carnot

Mais cette idée n'est **pas réalisable** dans la pratique, car si la température finale T_2 est très élevée, alors la pression correspondante atteint des valeurs trop élevées incompatibles avec un moteur normal.

ex. en effet, si $T_2 = 1800°C$ et si on partait de $T_1 = 15$ °C avec $p_1 = 1$bar, alors par calcul, on aurait $\mathbf{p_2 > 200}$ **bar** (avec $\gamma = 1,33$).

Il faudrait alors surdimensionner les moteurs pour travailler à ces pressions élevées. Or, les moteurs actuels ont des taux de compression inférieurs (de **15 ou 25)**, au lieu d'un taux irréalisable de **400** pour le cycle de Carnot.

* Par conséquent, il **faut donc modifier** le cycle de Carnot inutilisable dans les moteurs à combustion : ceci est réalisé de deux façons différentes en supprimant les deux transformations isothermes AB et BC. On obtient alors respectivement :

- le cycle **à volume constant** du **moteur à essence**, en remplaçant :

  => l'isotherme AB par une isochore A_1B
  => l'isotherme CB par une isochore C_1D

- le cycle **à pression constante** du **moteur Diesel**, en remplaçant :

  => l'isotherme AB par une isobare A_2B
  => l'isotherme CD par une isochore C_1D

d'où, les deux **cycles** $\mathbf{A_1BC_1D}$ à volume constant et $\mathbf{A_2BC_1D}$ à pression constante dont les rendements seront inférieurs au cycle idéal de Carnot.

Dans ces moteurs à combustion interne, l'énergie chimique d'un carburant est convertie par combustion dans un machine à pistons en travail mécanique : ces moteurs sont donc des

systèmes ouverts avec combustion interne. Au cours de cette combustion, la composition du mélange air-carburant change et les gaz brûlés sont évacués dans l'atmosphère extérieur. On a donc un **système ouvert et irréversible** ou le mélange change à la fois de masse et de composition.

On **idéalise** alors ces moteurs en ne considérant qu'un **cycle à air** dans lequel on négligera la variation de composition et de masse du mélange, d'où un **moteur à air** correspondant à un cycle idéal et à un **sytème fermé**.

Grâce à différentes méthodes de combustion et donc d'apport de chaleur, on distingue différents types de moteurs tels le moteur à essence, le moteur diesel et le moteur diesel mixte de Seiliger.

=> Les **rendements de ces cycles** à volume ou à pression constante sont bien sûr **inférieurs** au rendement du cycle de Carnot.

8.1.2 Le cycle à volume constant (Beau de Rochas)

Moteur à essence

Considérons **le cycle théorique du moteur à essence** représenté par son diagramme de Watt théorique en coordonnées (p,V), voir Fig. 8.2. Il s'agit de :

- un **cycle ouvert** avec évacuation des gaz brulés à l'atmosphère (la masse de gaz varie donc)
- ce **cycle idéalisé** est constitué de quatre phases ou temps en admettant les hypothèses suivantes

- **1) Cycle théorique ou Diagramme de Watt théorique**

Hypothèses :

- les ouvertures et fermeture des soupapes d'admission et d'échappement sont **instantanées et sans perte de charge** (Δ p = 0)
- l'allumage et la combustion sont **instantanés**
- la compression et la détente sont **isentropiques** (c.à .d sans perte de chaleur)
- on suppose les chaleurs massiques C_p et C_v = constantes au cours du cycle

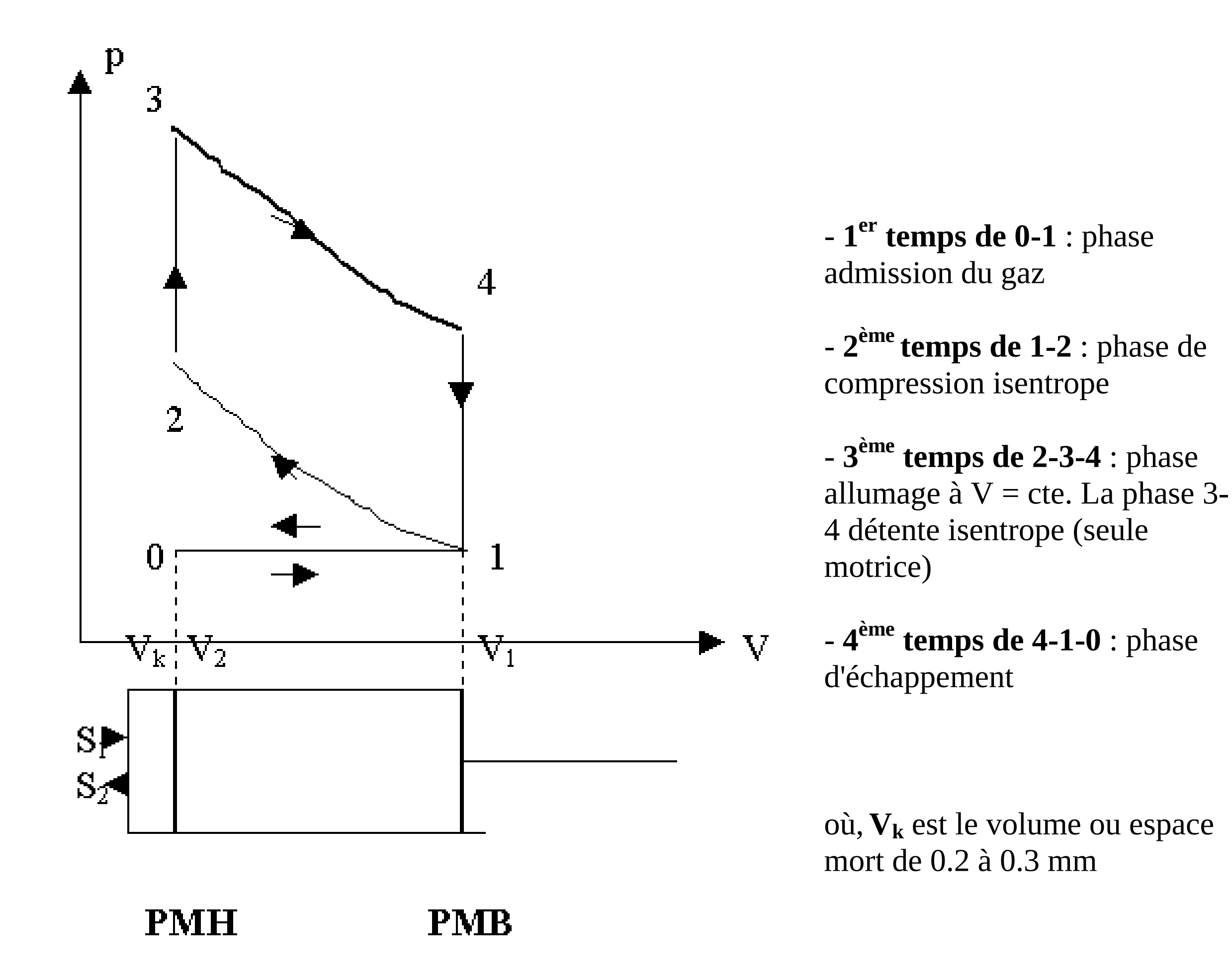


Fig. 8.2 : Cycle théorique de Watt

2) Cycle réel du moteur à essence

Les hypothèses précédentes avec des transformations successives idéales et réversibles ne sont pas réalisées dans la pratique :

- il faut tenir compte **des pertes de chaleur** par les parois du cylindre refroidi (d'où une réduction de la température T_2 en fin de compression et donc de la pression p_2)
- il y a également **des pertes de charge** par laminage au niveau des soupapes, **réduisant** la pression pendant la phase d'aspiration 0-1 et **augmentant** la pression pendant la phase d'échappement 1-0 (d'où $p_1 \neq p_2$)
- la combustion **n'est pas instantanée**, pour cela on provoque l'inflamation du mélange avant la fin de la compression (avance à l'allumage)
- les chaleurs massiques C_p et C_v ne sont pas constantes

Le diagramme de Watt de ce cycle pratique est schématisé Fig.8.3.

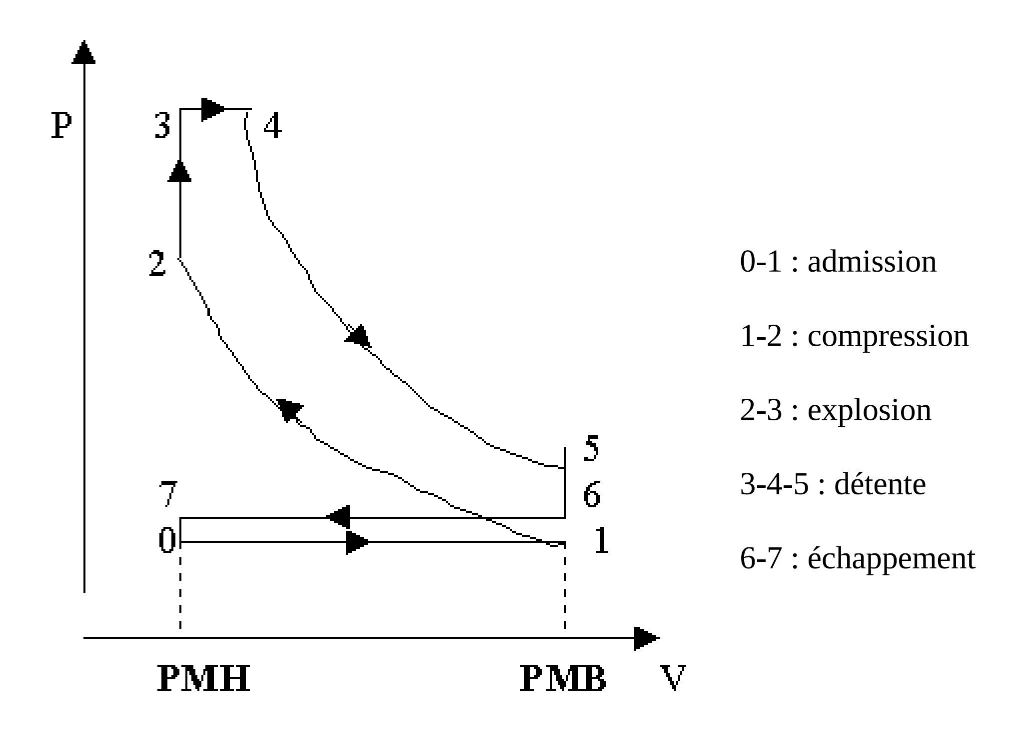


Fig. 8.3 : Diagramme de Watt réel schématisé

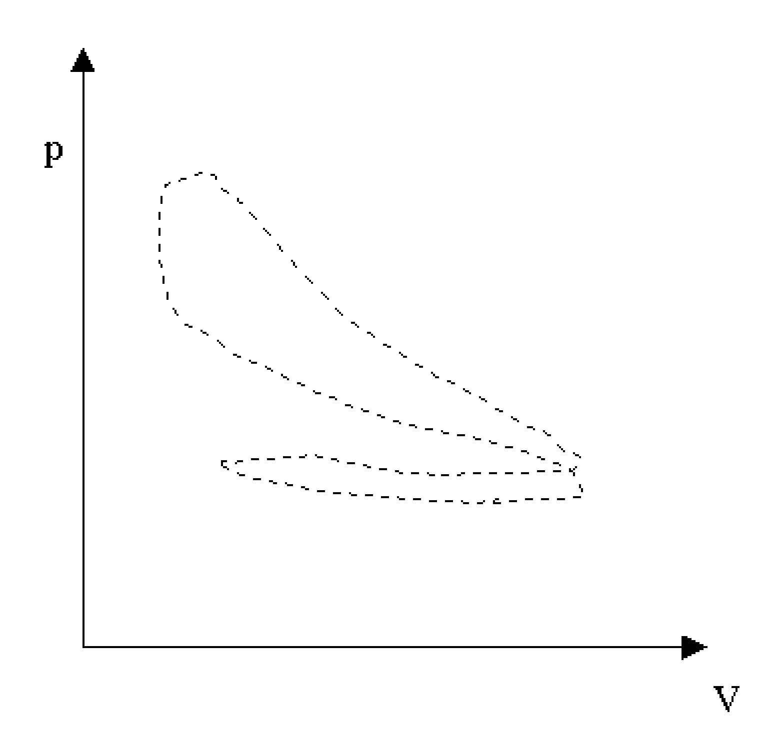


Fig. 8.4 : Cycle réel du moteur à essence

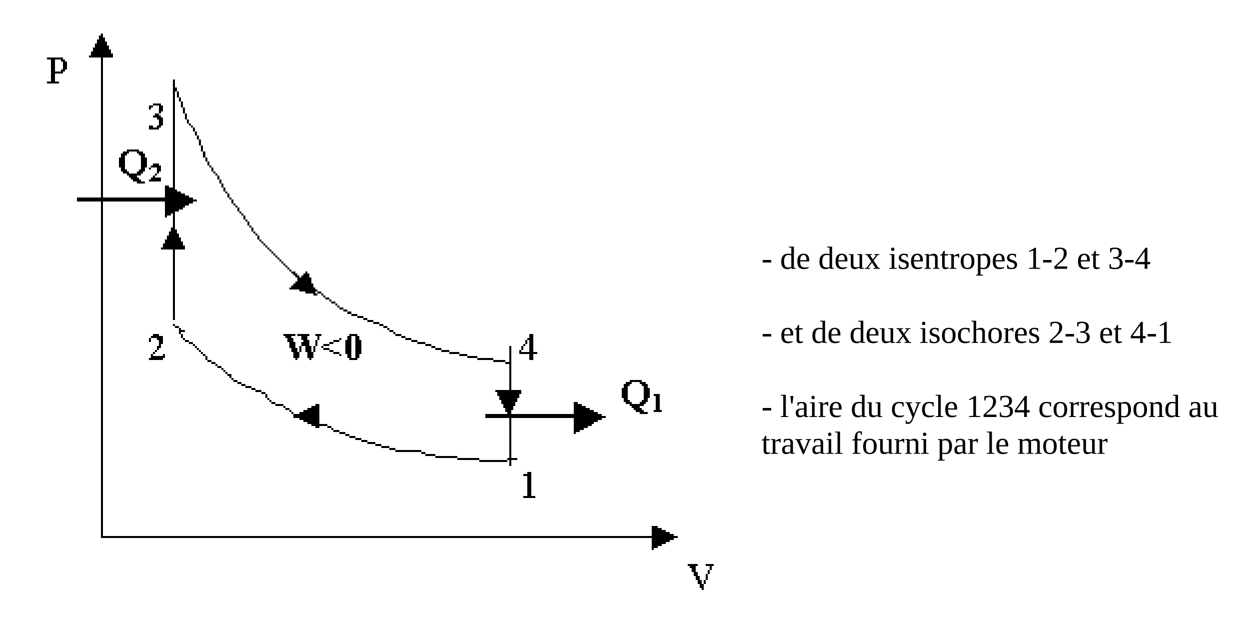
3) Cycle fictif du moteur à essence : Moteur à " air chaud "

Le cycle schématisé de la Fig. 8.3 s'approche déjà du cycle réel enregistré d'un moteur à essence : mais, il s'agit toujours encore d'un cycle ouvert (avec rejet des gaz brulés dans l'atmosphère.

Afin de pouvoir opérer des calculs simples sur ce cycle, on l'assimile à **un cycle fermé** utilisant uniquement de l'air supposé un gaz parfait :

- la chaleur Q_2 est amenée à l'air par l'explosion 2-3 en introduisant une masse de carburant qu'on néglige p.r à la masse d'air
- une chaleur Q_1 est ensuite restituée pendant la phase 4-1 à nl'atmosphère

On obtient ainsi un **cycle idéalisé** avec de l'air chaud formé de transformations supposées réversibles, voir Fig. 8.5 et comprenant :



- de deux isentropes 1-2 et 3-4

- et de deux isochores 2-3 et 4-1

- l'aire du cycle 1234 correspond au travail fourni par le moteur

Fig. 8.5 : Cycle fictif du moteur à air chaud

On représente également ce cycle fictif dans un diagramme T-S (Fig. 8.6).

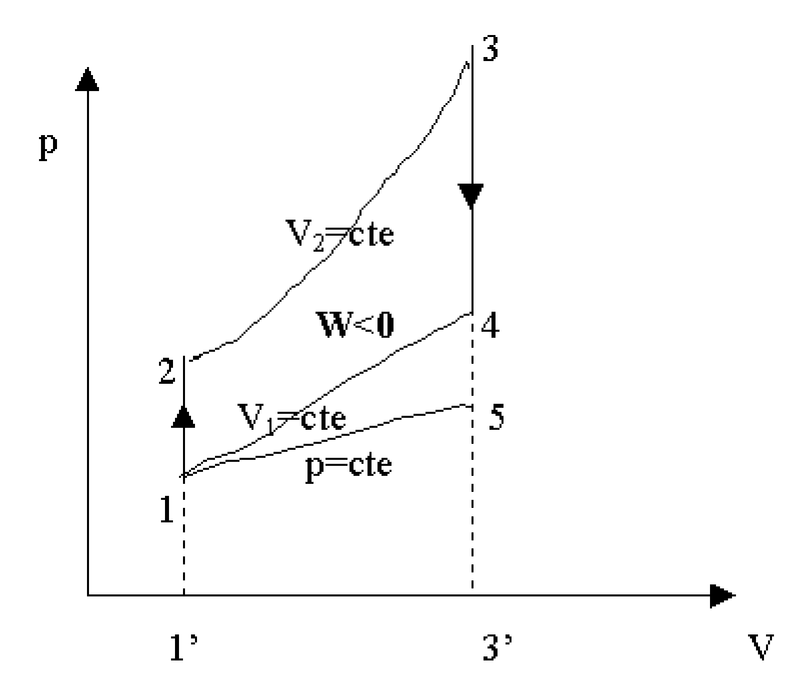


Fig. 8.6 : Cycle fictif du moteur à air chaud en T-S

4) Le rendement du moteur à essence

On définit **le rendement thermique r_{th}** d'un moteur comme le rapport du travail fourni W sur la chaleur reçue Q_2 :

soit donc, $$r_{th} = \frac{W}{Q_2} = \frac{travail.fourni}{chaleur.reçue}$$

Dans le diagramme T-S, le cycle fictif du moteur à air chaud (à masse m = cte) est représenté par la Fig. 8.6, où :

- l'aire 1'233' = $Q_2 = mc_v(T_3 - T_2)$
- l'aire 1'143' = $Q_1 = mc_v(T_4 - T_1)$
- l'aire 1234 = W_k est le travail fourni ou travail utile

et donc, $W_k = -(Q_2 + Q_1) = mc_v(T_2 - T_1 - T_4 - T_3)$

d'où, $$r_{th} = \frac{W_k}{Q_2} = \frac{Q_2 - Q_1}{Q_2} = 1 - \frac{Q_1}{Q_2} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2}$$

si, on désigne par : $a = V_1/V_2$ le rapport de compression (avec $V_1 = V_{cyl} + V_k$), on montre que :

$$T_3/T_4 = T_2/T_1 = a\gamma^{-1}$$

Soit donc, $$r_{th} = 1 - \frac{T_1}{T_2} = 1 - a^{1-}$$

On définit encore d'autres rendements :

Rendement thermique (cycle théorique) $r_{th} = \frac{Q_2 - Q_1}{Q_2} = \frac{W}{Q_2}$

Rendement du diagramme réel $r_d = \frac{p_i}{p_{th}}$

Rendement indiqué $r_i = \frac{p_i}{p_c}$

Rendement mécanique $r_m = \frac{p_e}{p_i}$

Rendement de propulsion $r_p = r_{th} \times r_d \times r_m$

8.1.3 Cycle à pression constante

Moteur Diesel

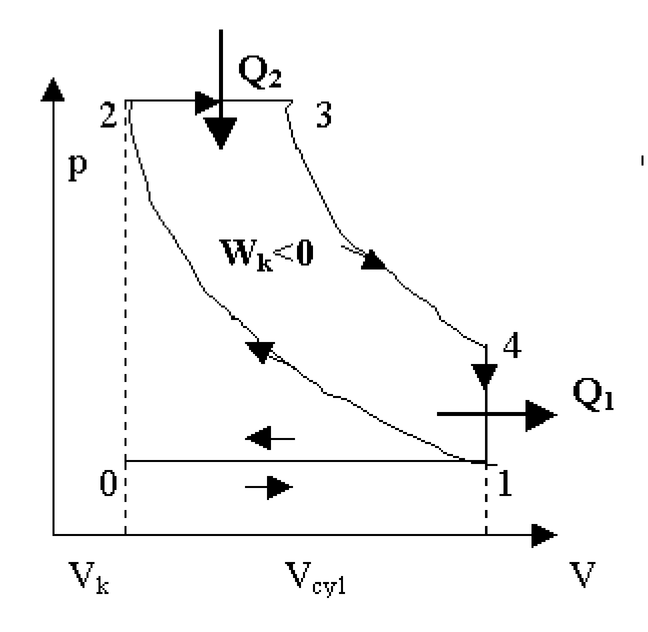
Le cycle théorique du moteur Diesel est représenté dans le diagramme de Watt théorique en coordonnées (p,V) sur la Fig. 8.7. Il s'agit également de :

- un **cycle ouvert** avec évacuation des gaz brulés à l'atmosphère (m varie donc)
- ce **idéalisé** est aussi constitué de quatre phases ou temps

- **1) Cycle théorique ou Diagramme de watt théorique**

Hypothèses :

- mêmes hypothèses que pour le cycle théorique du moteur à essence



On définit les grandeurs du cycle Diesel :

- **$a = V_1/V_2$** , le taux de compression volumique

- **$b = V_2/V_3$** , le taux de détente volumique

- **$c = V_3/V_2 = a/b$** , le taux d'injection

Fig. 8.7 : Cycle théorique de Watt

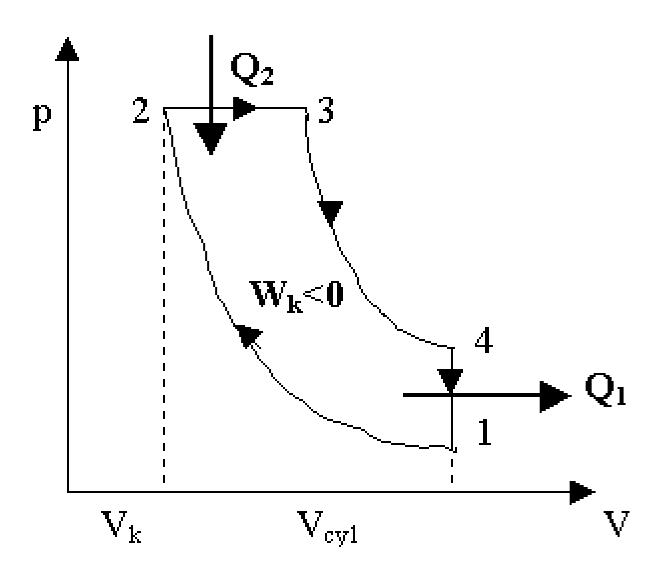
Caractéristiques du cycle :

- l'évolution 1-2 (compression isentrope) s'effectue uniquement sur l'air, le taux de compression est ici plus élevé (a = 25) que pour le moteur à essence (a = 10)
- de ce fait, la température T_2 en fin de compression est très élevée et afin d'éviter une **auto-inflammation** du mélange air-carburant au cours de la phase 1-2, on réalise une compression séparée de l'air et du carburant
- le carburant est alors injecté au point 2 dans la chambre de combustion rempli d'un air, porté par la compression à une température $T_2 < T_i$ (la température d'inflammation)
- d'où, une **inflammation immédiate du mélange** ne nécessitant pas de dispositif d'allumage (absence de bougies à étincelles)
- l'injection est réglée de façon que la transformation 2-3 se fasse à **p = cte**, doù le nom du cycle à pression constante pour le moteur Diesel

2) Cycle fictif à air du Moteur Diesel

Comme pour le moteur à essence, les hypothèses précédentes ne sont pas réalisables en pratique : on obtient alors un cycle réel du moteur Diesel qui s'écarte sensiblement du cycle théorique de la Fig. 8.7.

Afin d'évaluer facilement les performances de ce moteur, on utilise comme pour le moteur à essence, un **cycle idéalisé** utilisant uniquement de l'air (voir Fig. 8.8) et formé de :



- deux isentropes 1-2 et 3-4

- une isobare 2-3

- une isochore 4-1

l'aire 1234 du cycle est égale à W_k

Fig. 8.8 : Cycle fictif à air du moteur Diesel

3) Le rendement du Moteur Diesel

On a les relations suivantes :

- la chaleur fournie $Q_2 = mc_p(T_3 - T_2)$
- la chaleur cédée $Q_1 = mc_v(T_1 - T_4)$
- le travail utile du cycle : $W_k = -(Q_2 + Q_1)$

d'où, le rendement thermique du moteur Diesel :

$$r_{th} = \frac{W_k}{Q_2} = \frac{Q_2 - Q_1}{Q_2} = 1 - \frac{Q_1}{Q_2} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{(T_3 - T_2)}$$

compte des définitions des taux de compression et d'injection, on obtient :

$$r_{th} = 1 - \frac{1}{\gamma . a^{\gamma - 1}} \times \frac{c^{\gamma} - 1}{c - 1}$$

Le rendement du moteur Diesel est plus élevé que pour le moteur à essence, et quand on aura résolu le problème de la pollution par les particules de CO_2 , ce moteur aura aucun un bel avenir avec des performances énergétiques plus favorables.

8.1.4 Cycle Diesel mixte de Seiliger

Les moteurs Diesel actuels plus rapides utilsent un cycle Diesel modifié :

- avec des injections plus rapides et courtes grâce à l'emploi de pompes d'injection HP (qq. 100 bars)
- permettant une pulvérisation très fine du carburant et des vitesses d'injection élevées

- ce cycle comprend une combustion partiellement à P = cte et V = cte

Ce cycle de Seiliger est représenté sur les Fig. suivantes :

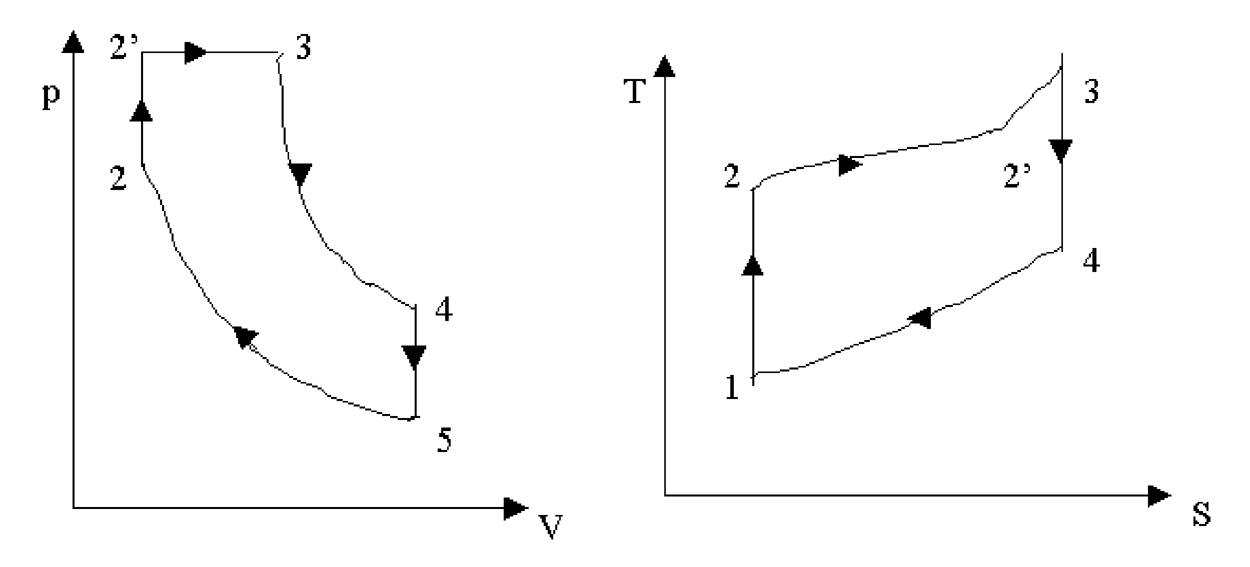


Fig. 8.9 : Cycle mixte Diesel théorique

Fig. 8.10 : Cycle mixte en T-S

Exercices sur les cycles thermodynamiques

1. **Comparer les cycles à p = cte et V = cte** en diagramme T-S, en supposant l'égalité des températures et pressions maximales (points 3 confondus). Conclusion sur les rendements.
2. **Une masse d'air** de 100 kg à 150 bar et 4à°C traversent successivement des systèmes ouverts au cours d'un cycle, dans l'ordre indiqué :
    - cet air s'écoule d'abord à travers un échangeur de chaleur qui lui cède une quantité de chaleur de 5O MJ à pression constante
    - ensuite l'air cet air se détend dans une turbine avec injection de carburant, ceci se fait selon une transformation polytrope n = 1,2
    - finalement, l'air est détendu dans un compresseur refroidi à température constante, jusqu'à son état initial

    Ce processus se déroule de façon réversible.

    4. Représenter ce cycle dans un diagramme p,V. Quel est le type de machine TD ou DT
    5. Déterminer pour les trois points du cycle les pressions, volumes et températures
    6. Déterminer également pour ces points l'énergie interne et l'enthalpie, sachant que $U_1 = 0$
    7. Calculer le travail utile fourni par la machine. Commenter le signe

Rép.

2.2) p_1 = 150 bar et T_1 = 313K (40°C), V_1 = 0,599 m^3
p_2 =150 bar et T_2 = 811K (538°C),V_2 = 1,55 m^3

p_3 = 0,5 bar et T_3 = 811K, V_3 = 180 m^3
2.3) U_1 = 0 et H_1 = 9 MJ U_2 = 35,7 MJ et H_2 = 59 MJ U_3 = 0 et H_3 = 9 MJ

3. On considère **un cycle de Carnot moteur 1234**, formé de deux isentropes et de deux isothermes (voir le cours).
    1. Représenter ce cycle en coordonnées (p,V) et (T,S) et indiquer par des flèches les quantités de chaleur et les travaux échangés pour chaque transformation
    2. Calculer les quantités de chaleur Q_{ij}
    3. Calculer les travaux W_{ij} échangés
    4. Calculer les rapports des volume V_1/V_4 et V_2/V_3. Conclusion
    5. Montrer que $Q_{34}/Q_{12} = -T_3/T_1$
    6. Calculer le travail utile du cycle W_k à partir des chaleurs échangées Q_{ij}
    7. Calculer le travail W_k à partir des travaux W_{ij}
    8. En déduire le rendement du cycle de Carnot en fonction de T_1 et T_2
    9. On décrit à présent ce cycle de Carnot en sens inverse (machine DT). Evaluer son " rendement " comme pompe à chaleur en f(T)
    10. Donner la relation qui lie ces deux rendements

---

9) MACHINES DYNAMOTHERMIQUES (DT)

Les machines (DT) sont des machines qui **transfèrent de la chaleur** d'une source froide à une source chaude, moyennant un apport de travail : elles ne sont donc pas des moteurs.

- il y a extraction de chaleur à la source froide, c.à.d **production de froid** : on a donc une machine frigorifique (MF)
- il y a dégagement de chaleur à la source chaude, c.à.d **production de chaleur :** on a donc une pompe à chaleur (PAC)

9.1) LES MACHINES FRIGORIFIQUES A COMPRESSION SIMPLE

Ces machines frigorifiques n'utilisent qu'une compression simple (c.à.d pas de compresseurs en étage **)**. Le compresseur est soit un compresseur à pistons, soit un compresseur à membrane ou un compresseur à vis.

9.1.1 - Principe de fonctionnement de la machine frigo

Une machine frigo (MF) comprend principalement quatre éléments principaux et divers accessoires (Fig. 9.1).

Les éléments principaux sont :

- le compresseur K
- le détendeur D
- deux échangeurs de chaleur : le condenseur C et l'évaporateur E

Les accessoires les plus courants sont :

- un déshydrateur DH
- un voyant liquide V
- deux manomètres HP (M_2) et BP (M_1)

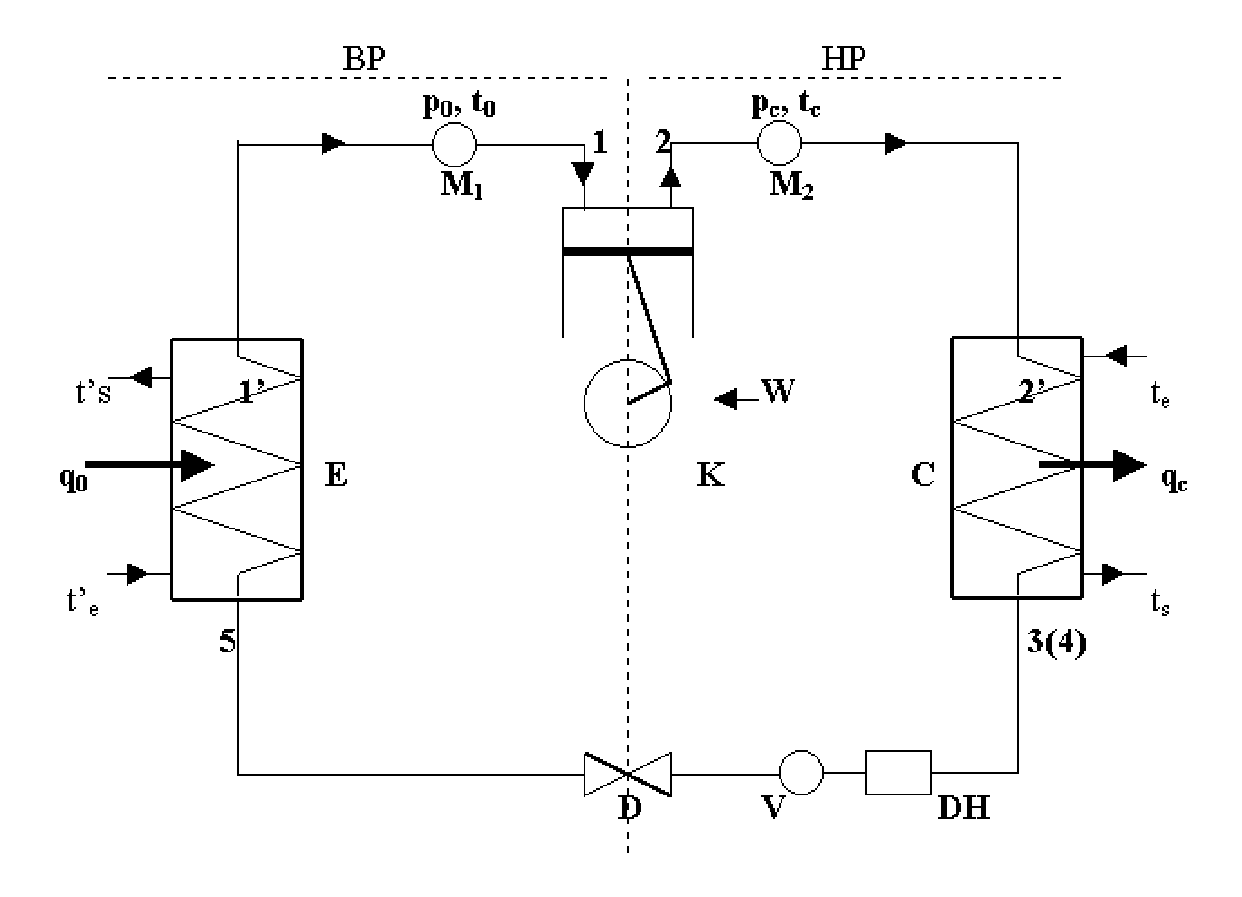


Fig. 9.1 : Schéma d'une machine frigo (masse de 1kg de fluide)

9.1.2 - Les Fluides Frigorigènes

On utilise comme **fluide de travail** des fréons F12, F22, F502...et du NH_3. Ces fluides frigorigènes changent d'état au cours du cycle 123451, ils passent de l'état V => L dans le condenseur et de l'état L => V dans l'évaporateur.

La production de froid est obtenue par l'évaporation d'un fluide frigorigène dans un échangeur de chaleur (l'évaporateur E) : cette évaporation est un phénomène endothermique qui **extrait des calories** à la source froide (eau, air...) dont la température s'abaisse.

" cette extraction de calories correspond à la création de froid au niveau de l'évaporateur, c.à.d à la production de frigories (notées fg) "

par définition, **1 fg = 1kcal**

Les fluides frigorigènes sont choisis pour satisfaire aux paliers d'évaporation et de condensation aux températures souhaitées pour l'exploitation de l'installation. Les températures d'ébullition $t_{éb}$ à la pression atmosphérique pour divers fluides sont données dans le tableau :

Fluide	F12	F22	F502	NH_3	H_2O
$t_{éb}$(°C)	- 29,8	- 40,8	-45,6	- 33,3	100

ex. 1kg de NH_3 fournit en s'évaporant à -10°C, une quantité de frigories de 309,7 fg/kg
et 1kg de NH_3 fournit en se condensant à + 30°C, une quantité de chaleur de 273,6 kcal/kg

Un compresseur nécessite pour son bon fonctionnement, un **film d'huile** entre la chemise du cylindre et les segments des pistons : il refoule toujours à la compression un peu d'huile qui se mélange au fluide frigorigène. Dans les grandes installations, surtout au NH_3 , on utilise un **séparateur d'huile** à la sortie du compresseur et on réinjecte ensuite une grande partie de cette huile dans le carter.

Mais, l'huile non séparé se retrouve dans l'évaporateur au point bas de l'échangeur, qui est alors muni d'un **purgeur d'huile** pour éviter son accumulation au fond.

9.1.3 - Les Rôles des différents organes de la machine MF

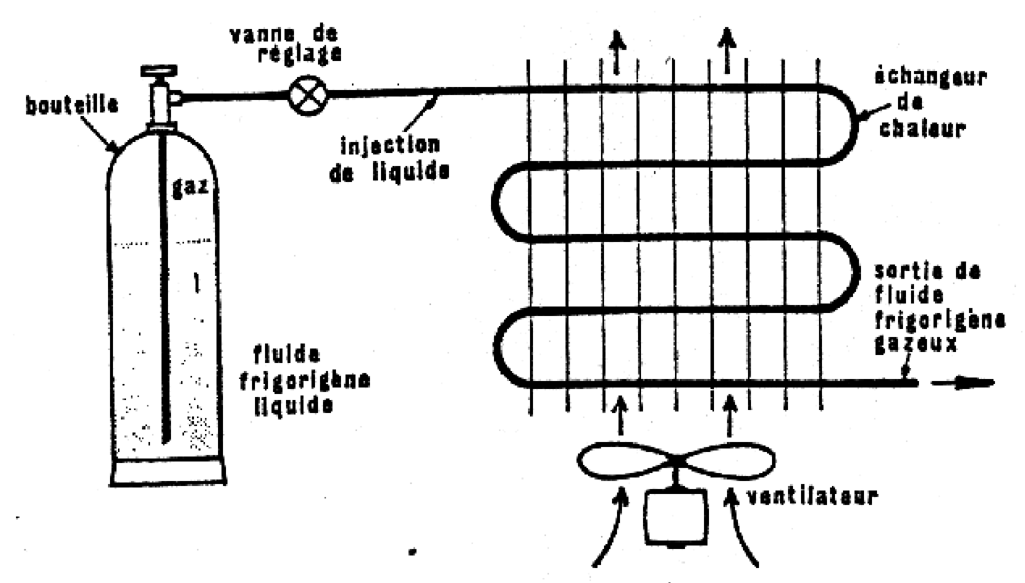


Fig. 15. Circuit frigorifique simple.

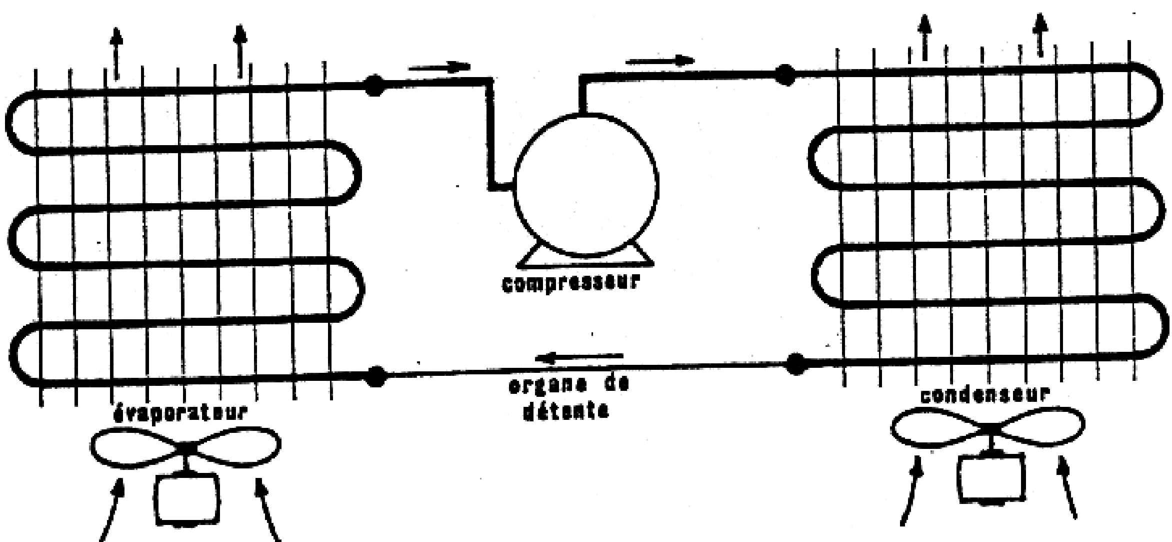


Fig. 17. Principe du circuit frigorifique à compression.

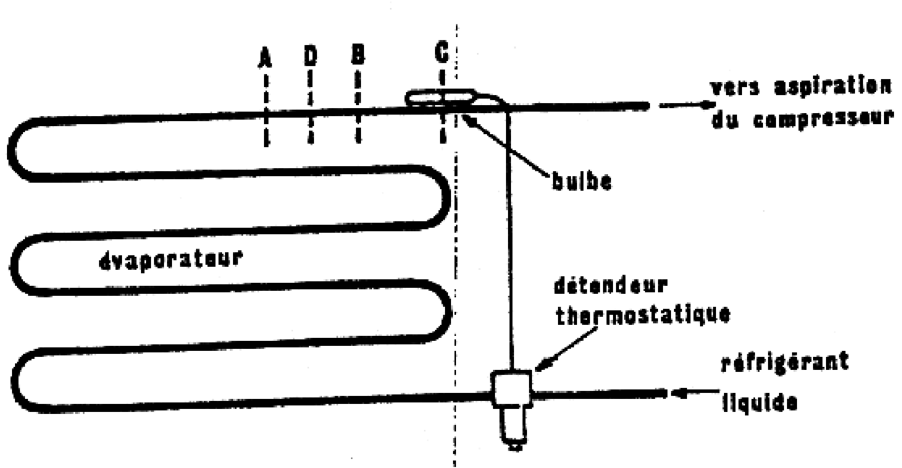


Fig. 27. Schéma d'un détendeur thermostatique monté sur un évaporateur.

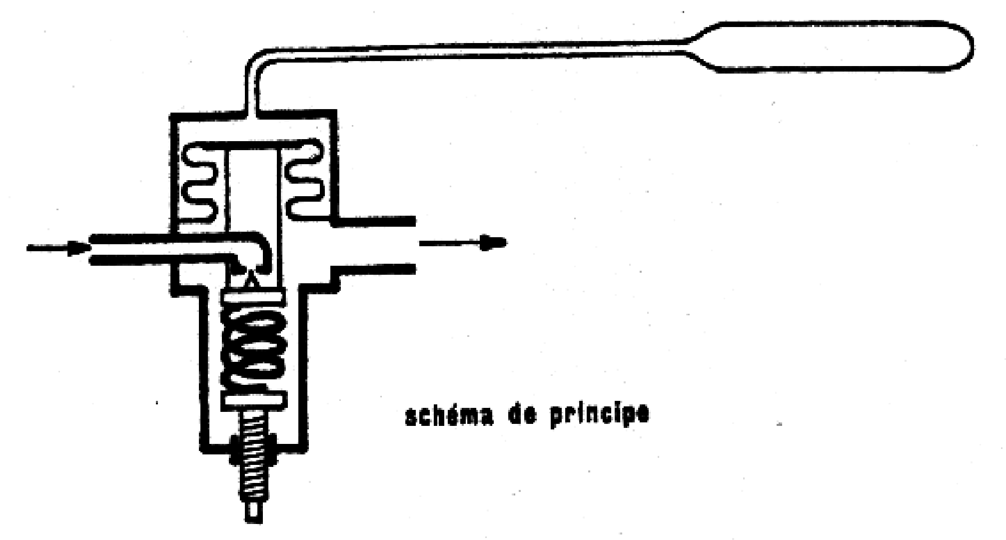


Fig. 28.- Détendeur thermostatique.

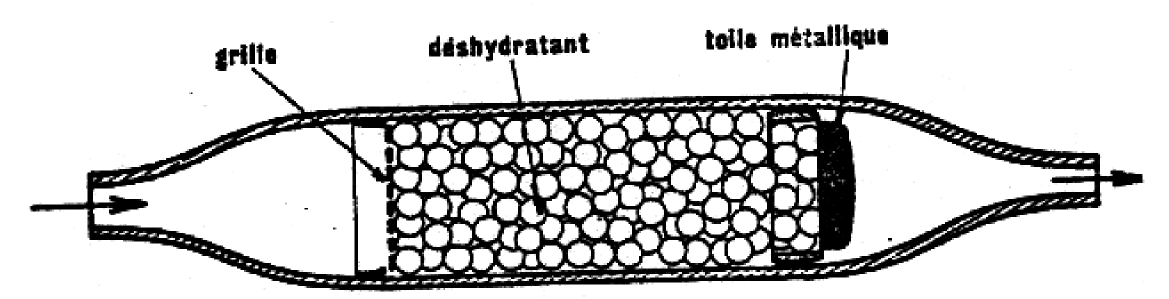


Fig. 29. Coupe d'un déshydrateur utilisé sur les circuits hermétiques.

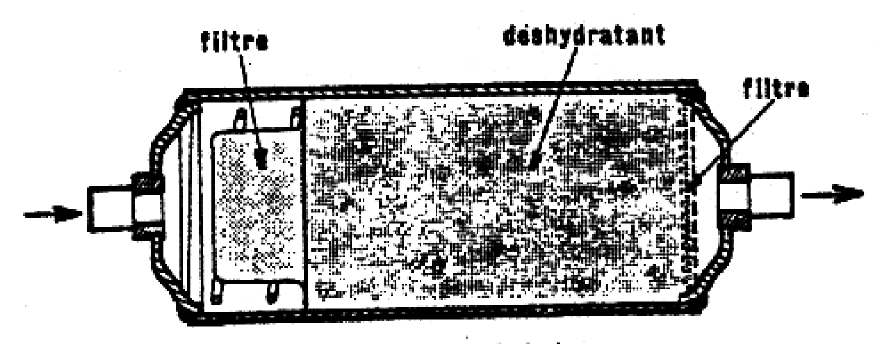


Fig. 28. Coupe d'un déshydrateur.

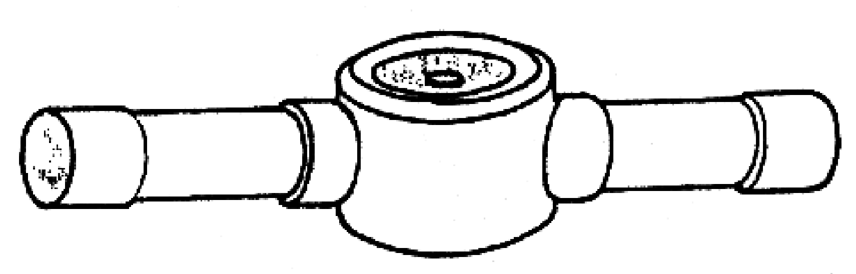


Fig. 30. Viseur de liquide avec indicateur d'humidité.

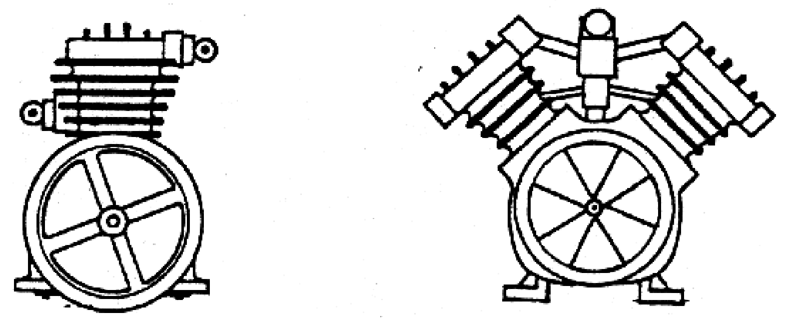


Fig. 21. Compresseurs frigorifiques ouverts.

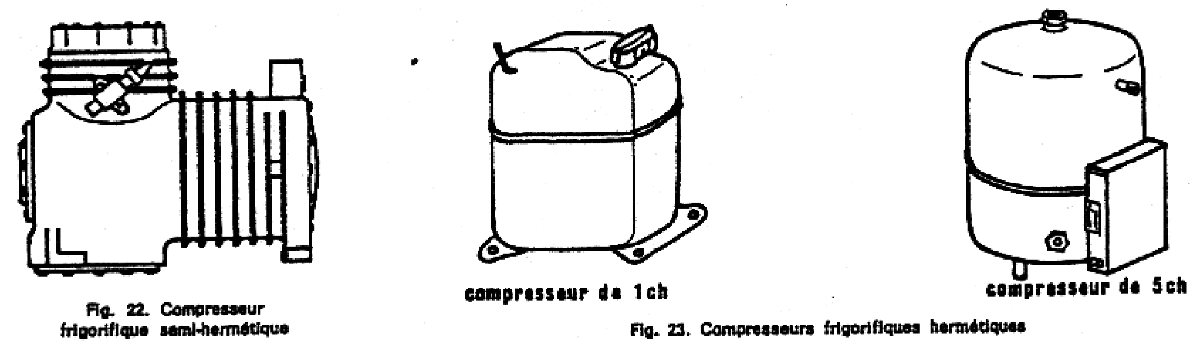


Fig. 22. Compresseur frigorifique semi-hermétique

Fig. 23. Compresseurs frigorifiques hermétiques

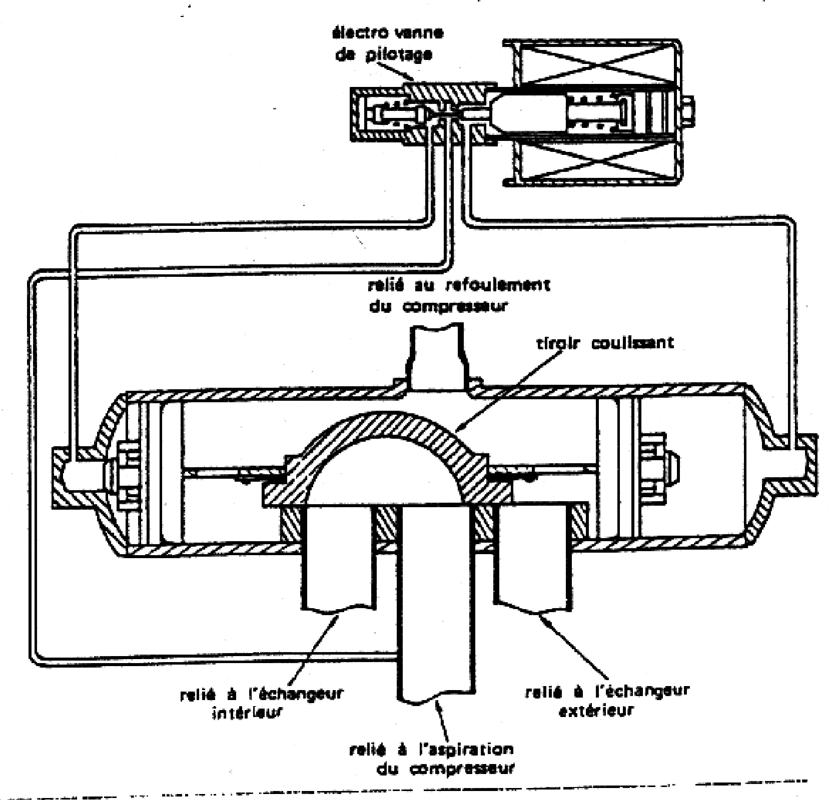


Fig . Coupe d'une vanne 4 voies avec sa vanne de pilotage

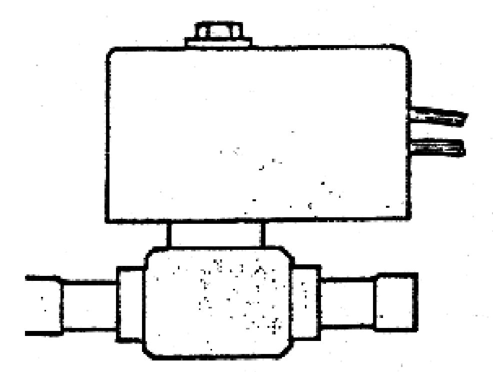


Fig. 31. Vanne électromagnétique.

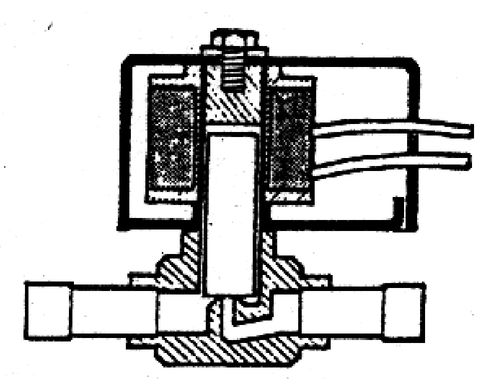


Fig. 32. Coupe d'une vanne électromagnétique.

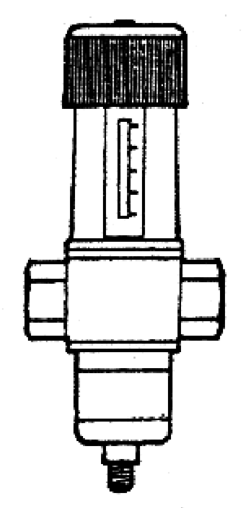


Fig. 33. Vanne à eau pressostatique.

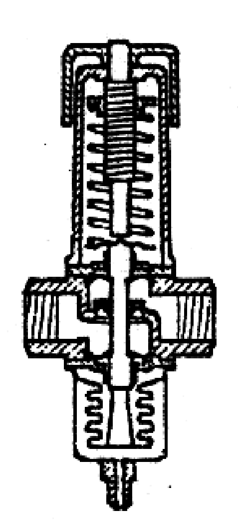


Fig. 34. Coupe d'une vanne à eau pressostatique.

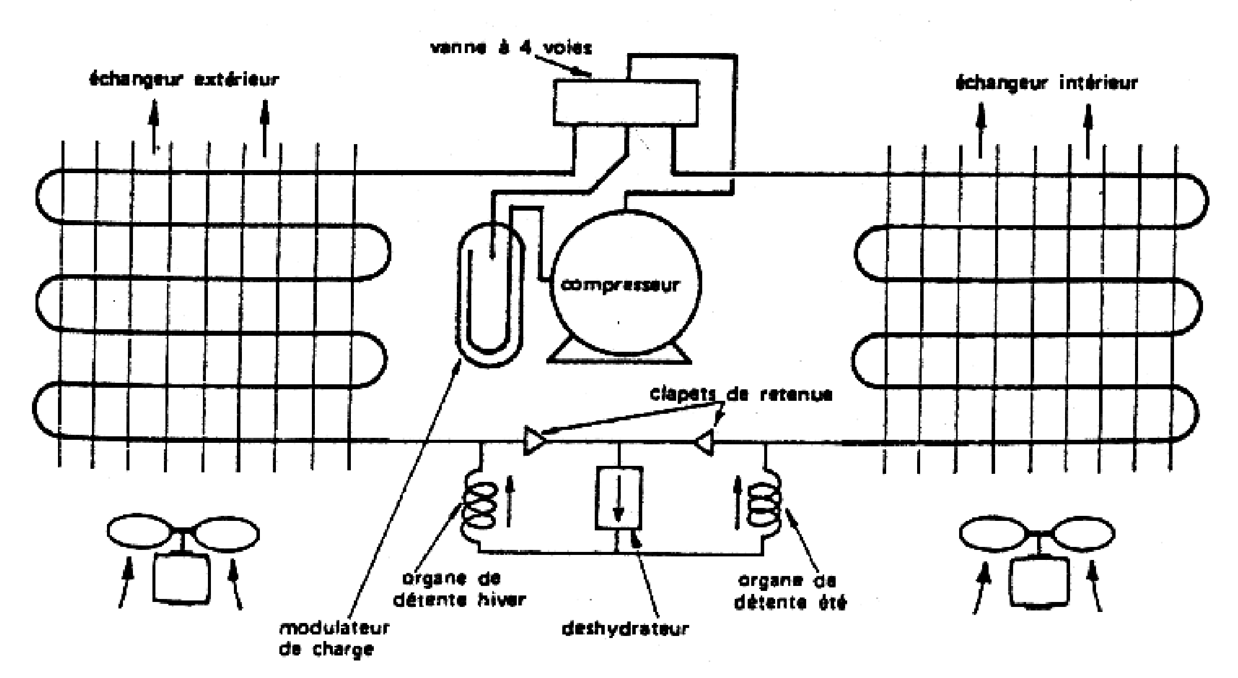


Fig. Circuit frigorifique de pompe à chaleur.

- **Rôle du compresseur K :**

  - il met en route la circulation du fluide (pompe aspirante et refoulante)
  - il comprime le gaz (1-2) de la pression p_0 (~2bar) à p_c (~8bar) pour le fréon F22 en absorbant un travail W

- **Rôle du condenseur C :**

  - il refroidit la vapeur surchauffée (désurchauffe 2-2')
  - il y a **condensation de la vapeur** V => L (2'-3) **en libérant les calories q_c** (source chaude) à pression et température constantes (**p_c = cte et t_c = cte**)

* on dimensionne le condenseur C de sorte que la condensation soit totale à la sortie
* on distingue entre compresseurs frigorifiques ouverts, semi-hermétiques et hermétiques (Fig)

- **Rôle du détendeur D :**

  - il réduit fortement la pression HP par perte de charge Δ p à travers un tube capillaire ou un robinet à pointeau
  - cette détente entraîne une **vaporistion partielle** du liquide et un **refroidissement** du fluide

- **Rôle de l'évaporateur E :**

  - il vaporise le fluide (L =>V) **en absorbant les calories q_0** à la source froide, à pression et température constantes (**p_0 = cte et t_0 = cte**)

- **Rôle du Voyant V :**

  - il permet de **contrôler la charge** en fréon de la machine lors du remplissage et en cours de fonctionnement
  - il signale la présence d'humidité (vapeur d'eau) dans le fluide grâce à une pastille verte qui vire au jaune

- **Rôle du déshydrateur DH :**

  - il **filtre** le fluide qui le traverse (copeaux métalliques, trace de soudure) et **élimine** la vapeur d'eau avec du silicagel

- **Rôle des manomètres HP et BP :**

  - ils **contrôlent** la pression dans le condenseur (HP) et l'évaporateur (BP) et le bon fonctionnement de l'installation
  - ils sont gradués par rapport à la pression atmosphérique et indiquent donc une pression relative ($p_{abs} = p_r + 1$ bar)
  - ils **mesurent** aussi **les températures t_c et t_0** dans le condenseur et l'évaporateur, du fait de la relation univoque p= f(t) lors d'un changement d'état

* Ces différents éléments ou organes de la machine frigo sont illustrés dans les Fig. 9 avec d'autres accessoires telles les vannes simples ou électromagnétiques, la vanne à inversion de cycle (à quatre voies), le détendeur thermodynamique...

A côté des organes déjà mentionnés, on utilise encore d'autres accessoires pour :

- commander ou réguler la machine MF (pressostat HP-BP, thermostats de réglage, pressostats à eau,...)
- pour mesurer et contrôler des grandeurs (manomètres, thermomètres, wattmètre, débimètres...)

9.1.4 - Le Cycle théorique de Mollier de la machine MF

Afin de pouvoir exploiter et contrôler une machine frigo, on utilise un **cycle théorique** d'une machine idéale en admettant les hypothèses simplificatrices suivantes :

Hypothèses :

- la compression du fluide 1-2 est isentropique (pas de perte de chaleur)
- il n'y a pas de perte de charge dans la tuyauterie et les échangeurs (les paliers de condensation et d'évaporation sont à p = cte, c.à.d des isobares)
- la détente 4-5 est isenthalpe (H = cte) avec H = mh

On représente alors ce cycle idéalisé dans un diagramme (logP,h) appelé diagramme de Mollier (voir Fig. 9.3).

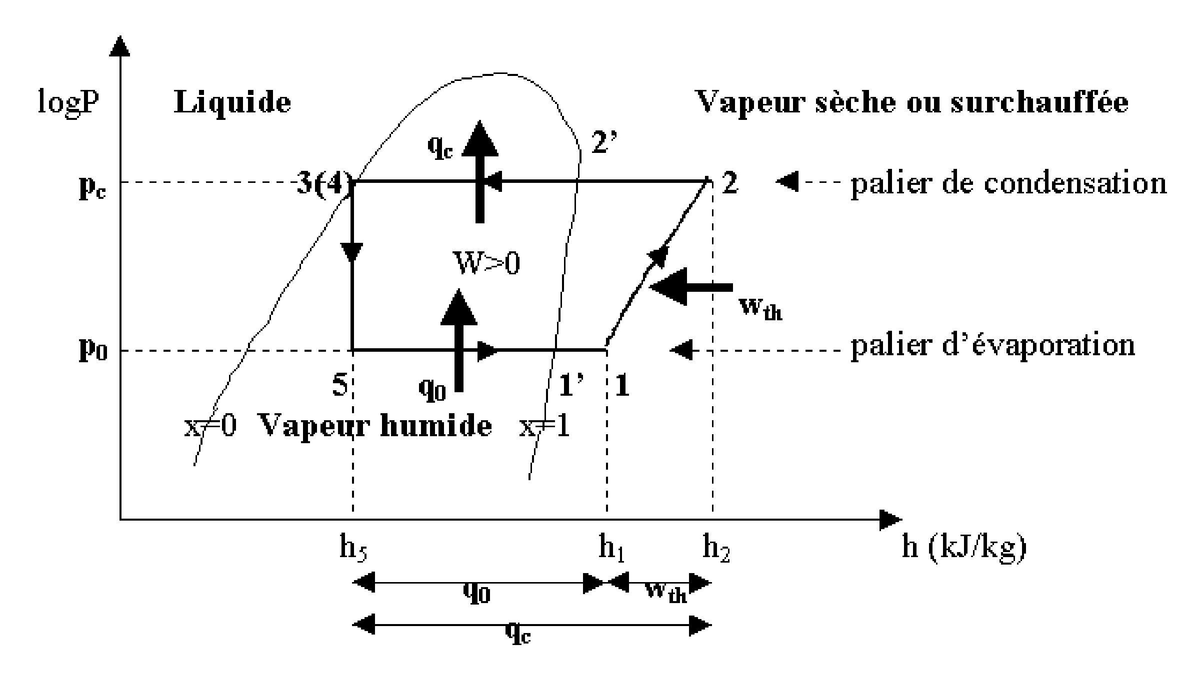


Fig. 9.2 : Cycle de Mollier théorique

- **Caractéristiques du cycle :**

- la compression 1-2 est **isentopique** avec apport de travail w_{th} de l'extérieur

- la vapeur surchaufée à la sortie du compresseur **se désurchauffe de 2-2'**, dans la tuyauterie et au contact de l'eau dans le condenseur
- à partir du point 2', **la vapeur se condense progressivement** dans le condenseur (C) de 2'-3 (mélange L+V), et au point 3(4) on n'a plus que du liquide (titre x = 0)
- ensuite, le liquide **se détend à enthalpie constante** de 4-5
- la vapeur humide (mélange L+V) **s'évapore progressivement** dans l'évaporateur (E) de 5-1
- la portion 1'-1 correspond à **une surchauffe de la vapeur** dans l'évaporateur

Le diagramme de Mollier est **rapporté à une masse** de fluide frigorigène **m = 1kg**.

Bilan d'énergie de la machine MF

En vertu du premier principe de la Thermodynamique, il y a conservation de l'énergie : c.à.d que la quantité de chaleur rejetée au condenseur (q_c) **doit être égale** à la chaleur extraite à l'évaporateur (q_0) et plus le travail (w_{th}) consommé pour faire tourner le compresseur.

d'où l'équation,

$$\mathbf{q_c = q_0 + w_{th}} \qquad (9.1)$$

cette équation traduit donc **le bilan d'énergie** de la machine frigo idéalisée.

* Le choix d'échelle en abscisse (enthalpie h en kJ/kg) est très pratique pour l'exploitation quantitative du cycle de Mollier, car il permet **de lire directement les énergies h_i** aux différents points i (1,2,3,4) du cycle de la machine (voir diagrammes en annexe).

On vérifie ainsi le premier principe sur l'échelle en abscisse, car on constate que :

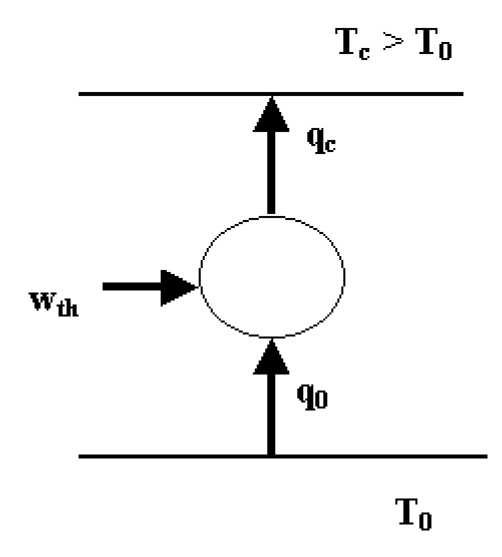
- la quantité de chaleur dégagée au condenseur : $q_c = h_2 - h_4$
- la quantité de froid produite à l'évaporateur : $q_0 = h_1 - h_5$
- le travail dépensé au compresseur : $w_{th} = h_2 - h_1$

et par conséquent, on vérifie bien la relation 9.1, car :

$$h_2 - h_4 = (h_1 - h_5) + (h_2 - h_1) = h_2 - h_4 \text{ (car } h_4 = h_5)$$

Coefficient de performance COP

Dans les machines DT (MF et PAC), on remplace le terme de rendement de la machine par son coefficient de performance (COP) η , car le rendement serait > 1 (paradoxe de Kelvin). Le COP de la machine frigo η_F est défini par la relation 9.2 :



$$\eta_F = \frac{froid.produit}{travail.fourni} = \frac{q_0}{w_{th}} \quad (9.2)$$

or, $q_c = q_0 + w_{th}$ (premier principe)

d'où, $$\eta_F = \frac{q_0}{w_{th}} = \frac{h_1 - h_5}{h_2 - h_1}$$

Fig. 9.3 : Schéma de la machine MF

* on constate alors, que le COP η_F **> 1** (car $T_c > T_0$) et dans la pratique, η_F **= 3 à 5**

Par conséquent, on extrait plus de calories à la source froide T_0 que d'énergie-travail fourni au moteur : ceci explique l'intérêt des machines DT pour le chauffage et la climatisation des bâtiments et maisons.

9.1.5 - Grandeurs caractéristiques de la machine MF

Une machine ou installation frigo est d'abord caractérisé par :

- **son régime nominal** de fonctionnement défini par **(t_c ,t_0 , t_{SR})**, c.à.d par le choix des températures de ses paliers de condensation (tc) , d'évaporation (t_0) et de sa température de sous-refroidissement ($t_{SR} = t_4$)
- **sa puissance frigorifique Φ_0** donnée en fg/h ou kJ/kg avec (1 fg/h = 1 kcal/h)

On définit en plus un certain nombre de grandeurs caractéristiques de la MF(voir le Tableau des valeurs), ces grandeurs sont rapportées :

- soit, à **l'évaporateur** (production frigo massique q_0 , production frigo par m^3 aspiré q_0 , débit massique q_m , débit volumique aspiré V_a ou balayé V_b, puissance frigo...)
- soit, au **condenseur** (quantité de chaleur à évacuer q_c , puissance calorifique P_c...)
- soit, au **compresseur** (travail théorique w_{th} ou réel w_r , puissance théorique P_{th} et réelle P_r , puissance absorbée par rapport à la puissance frigo N(kW)...)

L'évaluation de ces diverses grandeurs à partir du diagramme de Mollier ou d'un logiciel dédié, permet de caractériser et contrôler la machine MF.

Le relevé des pressions et températures en divers points du circuits et le tracé du cycle de Mollier permet de contrôler le bon fonctionnement de la machine automatisé ou non.

Le technicien ou l'ingénieur sont confrontés à deux types de problèmes :

- **la détermination des caractéristiques géométriques** du **compresseur** (puissance développée, course, alésage, nombre de pistons et d'étages...) et des **échangeurs** (dimensions et types...), connaissant la puissance frigo souhaité par le client
- **le contrôle et la maintenance de l'installation frigo** en fonction du régime nominal défini et de la puissance frigo imposée en relevant périodiquement les paramètres mesurables (t, p, débit, puissance...)

On compare également **l'efficacité ε** de la machine frigo, définit comme le rapport du COP cycle de Mollier par le cycle de Carnot inverse, soit :

$$\varepsilon = \frac{\eta_F}{\eta_C}$$ avec, $0 < \varepsilon < 1$

$$\eta_F = \frac{q_{àm}}{w_{th}} = \frac{h_1 - h_5}{h_2 - h_1}$$ et $$\eta_C = \frac{T_0}{T_C - T_0}$$

MACHINES FRIGORIFIQUES - PAC

- BILAN D'ENERGIE -

Soit Φ_0 la puissance frigorifique de la machine,

c'est la quantité de frigories produites par heure $\Phi_0 = \left[\frac{fg}{h}\right]$

BILAN	
EVAPORATEUR	**COMPRESSEUR + CONDENSEUR**
• **Production frigo massique:** q_{0m} $q_{0m} = h_1 - h_5$ $[fg/kg]$ ou $[kcal/kg]$ • **Débit massique horaire:** q_m $q_m = \frac{\Phi_0}{q_{0m}}$ $[kg/h] = \frac{\Phi_0}{h_1 - h_5}$ • **Production frigo par m³ aspiré:** q_0 $q_0 = \frac{q_{0m}}{v_1''} = \frac{h_1 - h_5}{v_1''}$ $[fg/m^3]$ • **Débit volumique aspiré:** V_a $V_a = \frac{\Phi_0}{q_0}$ $[m^3/h] = q_m \cdot v_1''$ • **Volume horaire balayé:** V_b $V_b = \frac{V_a}{\eta_v}$ $[m^3/h]$, $V_b = c \cdot n \cdot N \cdot \pi \cdot \frac{d^2}{4}$ • **Rendement volumétrique du compresseur:** η_v $\eta_v = 1 - 0{,}05\frac{p_c}{p_0}$ • **Puissance frigo:** Φ_0 $\Phi_0 = q_0 \cdot V_b \cdot \eta_v$	• **Equivalent du travail théorique de compression:** $A \cdot w_{th} = h_2 - h_1$ $[kcal . kg]$ • **Travail réel (mécanique):** w_r $A \cdot w_r = Aw_{th} \cdot \frac{1}{\eta_i} \cdot \frac{1}{\eta_m}$ où η_i = rendement indiqué η_m= rendement mécanique du K • **Energie électrique absorbée:** $A \cdot w_{th} \cdot \frac{1}{\eta_i} \cdot \frac{1}{\eta_m} \cdot \frac{1}{\eta_e}$ • **Quantité de chaleur à évacuer au cond.:** $q_{cm} = h_2 - h_4$ $[kcal/kg]$ et $q_{cm} = q_{0m} + A \cdot w_{th}$ • **Coefficient de performance frigorifique:** $\eta_M = COP_{Mollier} = \frac{q_{0m}}{A \cdot w_{th}} = \frac{h_1 - h_5}{h_2 - h_1}$ • **Efficacité par rapport au cycle Carnot:** $\varepsilon_M = \frac{\eta_{Mollier}}{\eta_{Carnot}}$ et $\eta_C = \frac{T_0}{T_C - T_0}$

- **Production frigorifique spécifique par kWh (théorique):** K_{th}

  $K_{th} = 860 \cdot \eta_M = 860 \cdot \frac{q_{0m}}{A \cdot w_{th}} = 860 \cdot \frac{h_1 - h_5}{h_2 - h_1}$ où $q_{0m} = [kcal/kg]$ et $A \cdot w_{th} = [kWh/kg]$

- **Puissance absorbée en kW par le compresseur pour une puissance frigo Φ_0:**

  $N[kW]\text{ou}[kcal/h] = A \cdot w_{th} \cdot q_m = \frac{\Phi_0}{860} \cdot \frac{h_2 - h_1}{h_1 - h_5}$

- **Flux de chaleur à évacuer au condenseur pour une production frigo Φ_0:**

  $\Phi_c = q_{cm} \cdot q_m = \Phi_0 \cdot \frac{h_2 - h_4}{h_1 - h_2}$

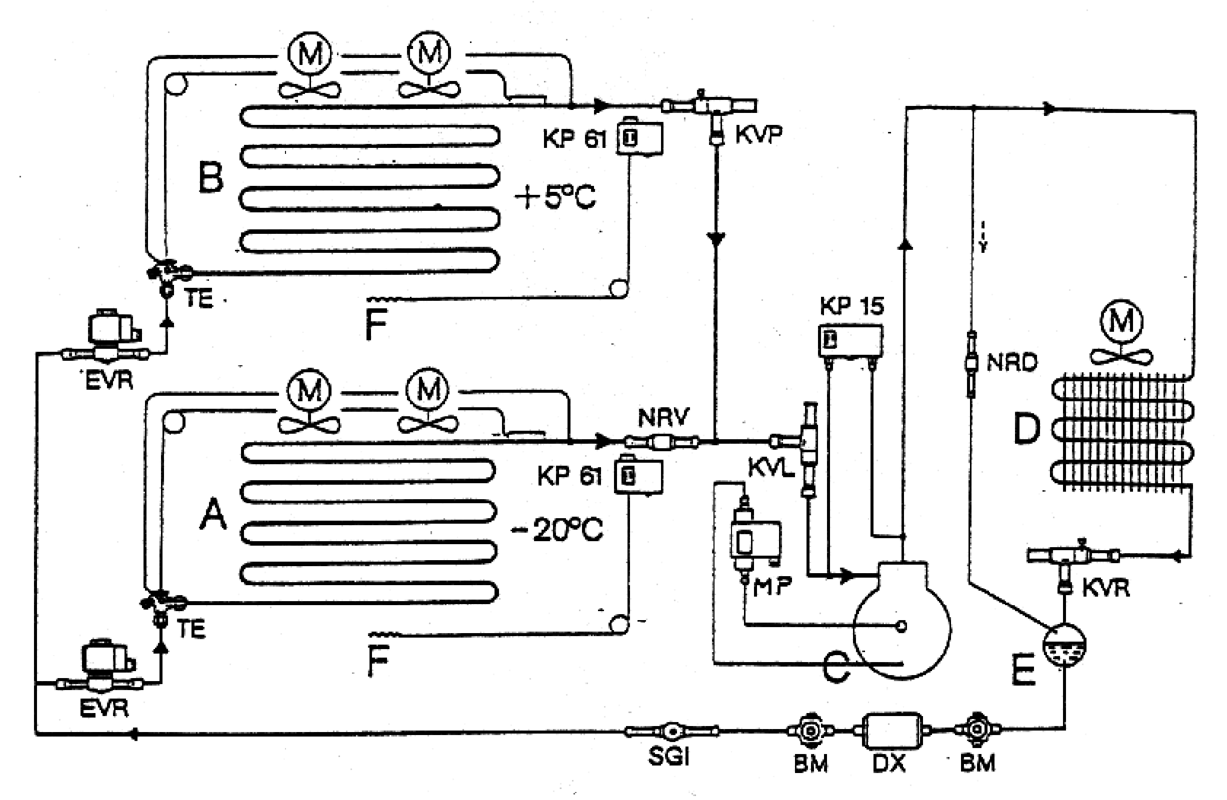


Fig. 136-30. Exemple d'installation frigorifique commerciale comportant deux évaporateurs desservant l'un A une chambre de congélation à - 20 °C et l'autre B une chambre froide à + 5°C (doc. Danfoss)

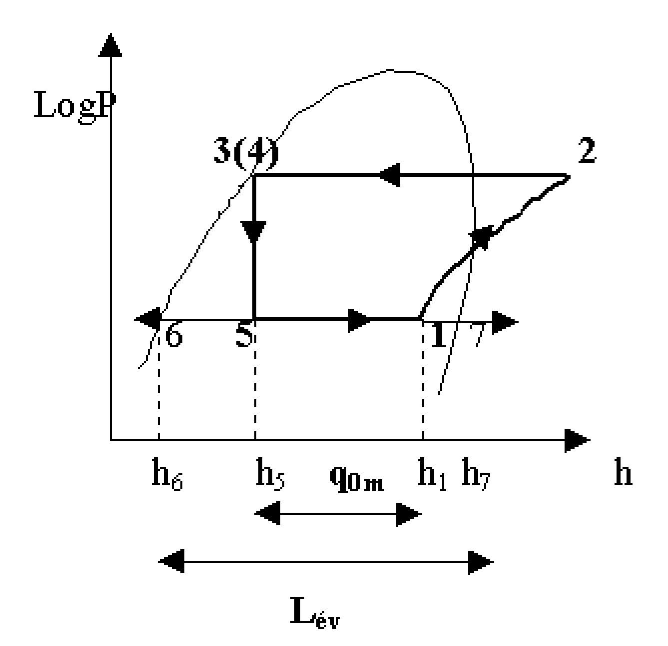
C compresseur ; D condenseur ; E réservoir de liquide ; TE détendeur ; DX filtre déshydrateur ; SGI voyant de liquide ; BM robinet manuel d'isolement ; EVR électrovanne ou robinet magnétique ou robinet solénoïde ; KP 61 thermostat ; NVR clapet de non-retour ; KVP régulateur de pression d'évaporation ; KVL régulateur de démarrage ; MP pressostat différentiel ; KP 15 régulateur combiné haute pression/basse pression ; KVR régulateur de pression de condensation ; NRD vanne à pression différentielle ; M moteurs des ventilateurs des évaporateurs.

9.1.6 - Modification du cycle fonctionnel de la machine MF

Le but d'une machine frigo est **de produire du froid** (c.à.d des frigories) par extraction de calories à la source froide, en évaporant un fluide frigorigène et **d'abaisser la température** de cette source de + 5°C à - 30°C selon l'usage (frigo ou congélateur, chambre froide).

En terme d'économie d'énergie et de rentabilité, on cherche donc **à optmiser** la production de froid q_0 avec une dépense de travail w_{th} consommé minimun, soit donc à avoir un COP élevé.

D'après la définition du COP de la machine frigo η_F , il faut **donc augmenter** la production frigo massique $q_{0m} = h_1 - h_5$, représentée par le segment $[h_5h_1]$ sur la Fig. 9.4.



- on cherche donc à augmenter q_{0m} , c.à.d la longueur du segment (h_1 - h_5)

- on a donc intérêt à utiliser au maximum la chaleur latente d'évaporation (h_7 - h_6)

Fig. 9.4 : Cycle de Mollier de la machine MF

L'augmentation de la quantité de froid produite q_{0m} est alors obtenue (voir Fig. 9.4) :

- en déplaçant le point 1 vers la droite, grâce à **une surchauffe** du fluide
- en déplaçant le point 5 vers la gauche, grâce à **un sous-refroidissement** du fluide

1) Sous-Refroidissement du liquide

Le fluide frigorigène à l'état liquide à la sortie du condenseur (point 3) **est sous-refroidi** (c.à.d on abaisse sa température en déplaçant le point 3 vers la gauche), ceci est réalisé :

- soit, dans **le condenseur** lui-même en augmentant ses dimensions (c.à.d sa surface d'échange)
- soit, dans **une bouteille d'accumulation** (BA) placée à la sortie du condenseur
- soit, dans **un échangeur interne** situé entre le condenseur et l'évaporateur

On peut procéder soit à un seul sous-refroidissement (de 3-4) ou à deux sous-refroidissements successifs (de 3-4 et ensuite de 4-4'), voir la Fig. 9.5 : en déplaçant le point 3 vers la gauche, on déplace automatiquement le point 5 vers la gauche et on augmente ainsi la partie de la chaleur latente non exploitée.

2) Surchauffe de la vapeur

Le fluide frigorigène à l'état de vapeur humide **est surchauffé** (c.à.d on élève sa température en déplaçant le point 1 vers la droite), ceci est réalisé (voir Fig. 9.6) :

- soit, dans **l'évaporateur** lui-même en augmentant ses dimensions
- soit, dans **une bouteille anti-coups liquide** (BACL) placée à la sortie de l'évaporateur
- soit, dans **un échangeur interne** situé entre les deux échangeurs

En déplaçant le point 1 vers la droite, on augmente également la portion de chaleur latente d'évaporation non utilisée.

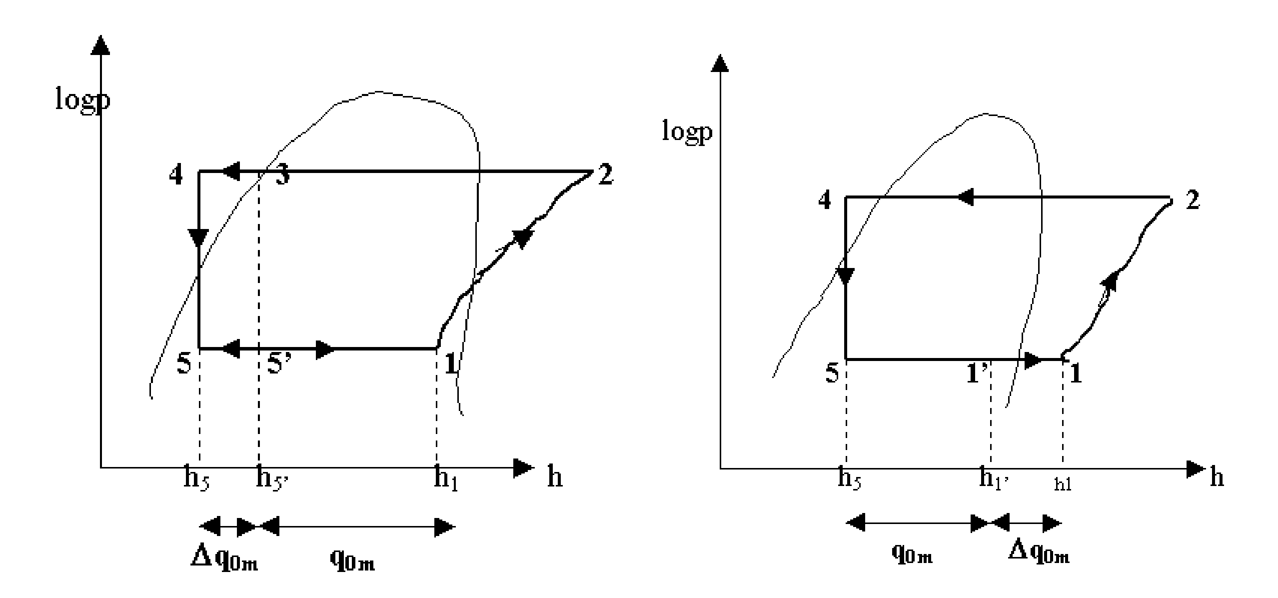


Fig. 9.5 : Sous-refroidissement du liquide

Fig. 9.6 : Surchauffe de la vapeur

En procédant à des sous-refroidissements et à des surchauffes dans les installations frigorifiques, on augmente donc le froid produit dans l'évaporateur et le segment q_{0m} s'approche de la chaleur latente d'évaporation : on extrait alors plus de calories à la source froide en exploitant au maximun la chaleur libérée par l'évaporation du fluide.

Une telle installation frigo avec deux sous-refroidissements (de 3-3' et de 3-4) et une surchauffe (de 1-1') est représentée dans la Fig. 9.7 .

Installation Frigorifique

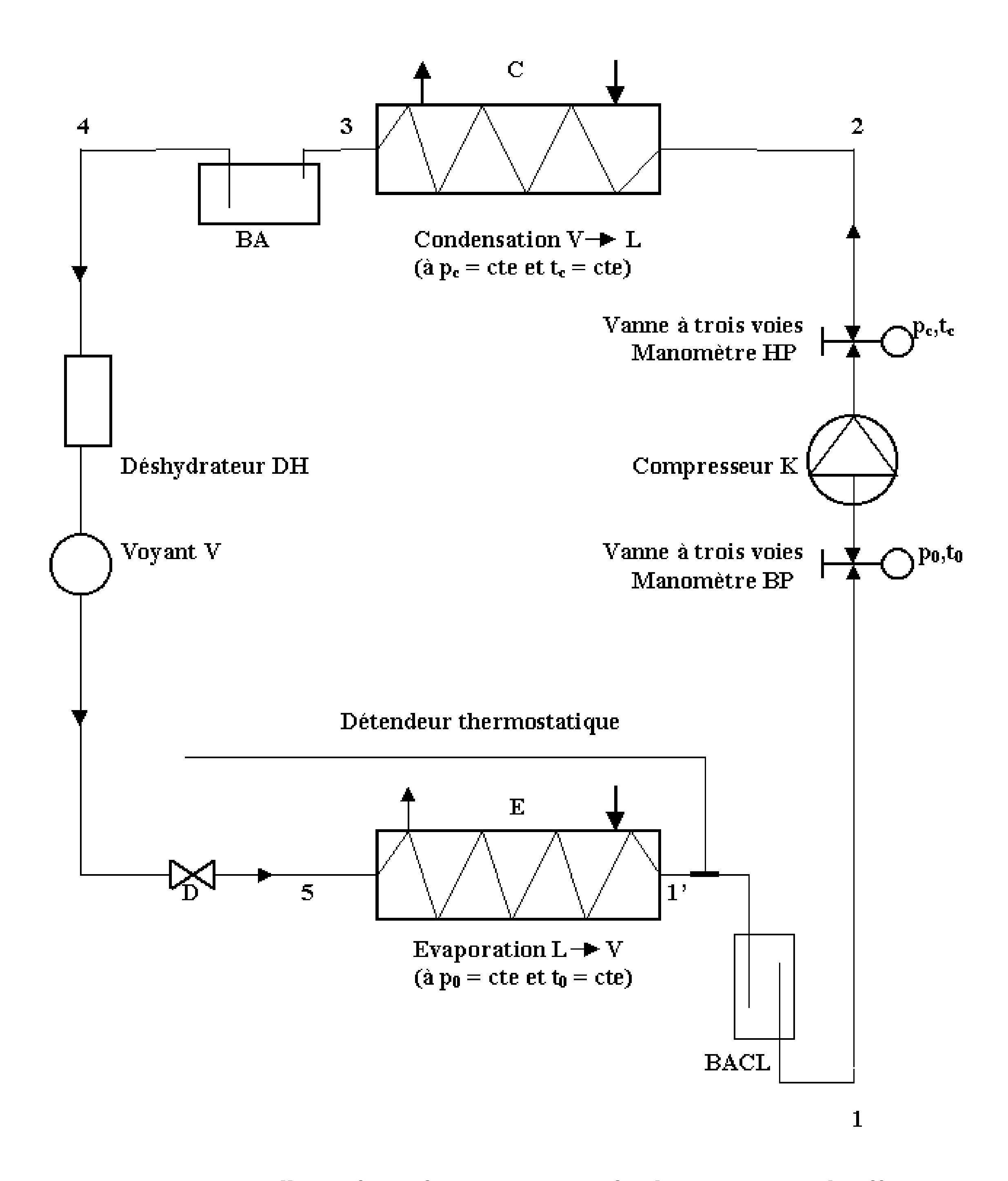


Fig. 9.7 : Installation frigorifique avec sous-refroidissement et surchauffe

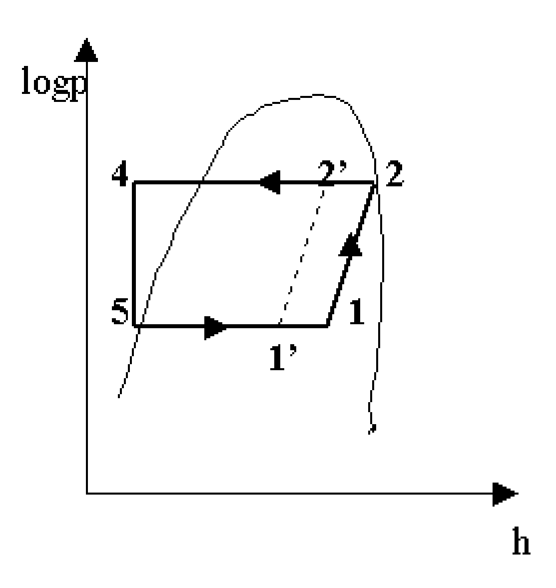
9.1.7 - Régimes de fonctionnement

Une machine frigorifique peut fonctionner selon deux types de régimes, à savoir :

- le **régime humide** utilisé dans les premières machines MF
- le **régime sec** conseillé et utilisé actuellement

Ces régimes de fonctionnement sont illustrés dans les Fig. 9.8 et 9.9.

1) Régime humide



- dans ce régime, la compression 1-2 se termine juste à l'état sec (point 2)

- ce régime **présente des risques** pour le compresseur K (coups de bélier), du fait d'une présence possible d'un résidu liquide en fin de compression (déplacement du point de 1 à 1')

- ce régime réduit la production frigo q_{0m}

Fig. 9.8 : Fonctionnement en régime humide

2) Régime sec

Pour éviter ces risques de coups de bélier en fin de compression (dommageable au compresseur), on prèfère donc travailler en régime sec, en déplaçant le point 1 vers la droite grâce à une surchauffe dans l'évaporateur ou une bouteille BACL. On déplace alors le point du régime de vapeur humide (mélange L+V) vers le régime de vapeur sèche ou surchauffée.

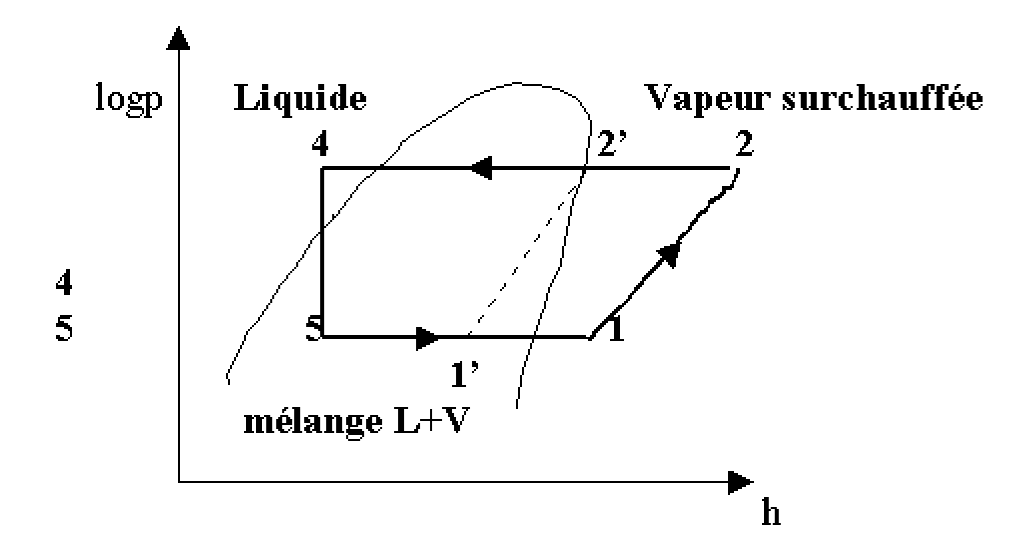


Fig. 9.9 : Régime sec

Si la surchauffe est réalisée dans l'évaporateur lui-même, alors l'augmentation du froid produit augmente les performnances de la machine MF. En cas **d'inversion du sens** de circulation du

fluide frigorigène par une vanne d'inversion à quatre voies, une BACL s'impose pour éviter d'aspirer du liquide dans le compresseur.

9.1.8 - La pompe à chaleur PAC

Les machines dynamothermiques transfèrent de la chaleur d'une source froide à une source chaude et de ce fait **combine deux fonctions** essentielles :

- **la production de froid** au niveau de l'évaporateur, par absorption de calories à la source froide (machine frigo)
- **la production de chaleur** au niveau du condenseur, par dégagement de calories à la source chaude (pompe à chaleur)

On dispose donc, d'une machine capable de :

- produire du froid (réfrigérateur, congélateur, chambre froide, salle d'ordinateur...)
- de produire du chaud pour chauffer un local, un bâtiment (pompe à chaleur)
- d'assurer à la fois le chauffage et le refroidissement d'un local (climatisation) en utilisant une vanne d'inversion, qui échange le rôle des échangeurs selon les saisons ETE ou HIVER

La pompe à chaleur (PAC) se distingue donc uniquement de la machine frigo (MF) par son **régime nominal** de fonctionnement, c.à.d par les valeurs des températures de condensation t_c et d'évaporation t_0 :

- dans une machine MF, on veut obtenir des **températures t_0 basses** (+5° à -30°C)
- dans une machine PAC, on veut obtenir **des températures plus élevées pour t_c** (40 à 60°C)

Les cycles respectifs de ces deux machines sont représentés sur la Fig. 9.10.

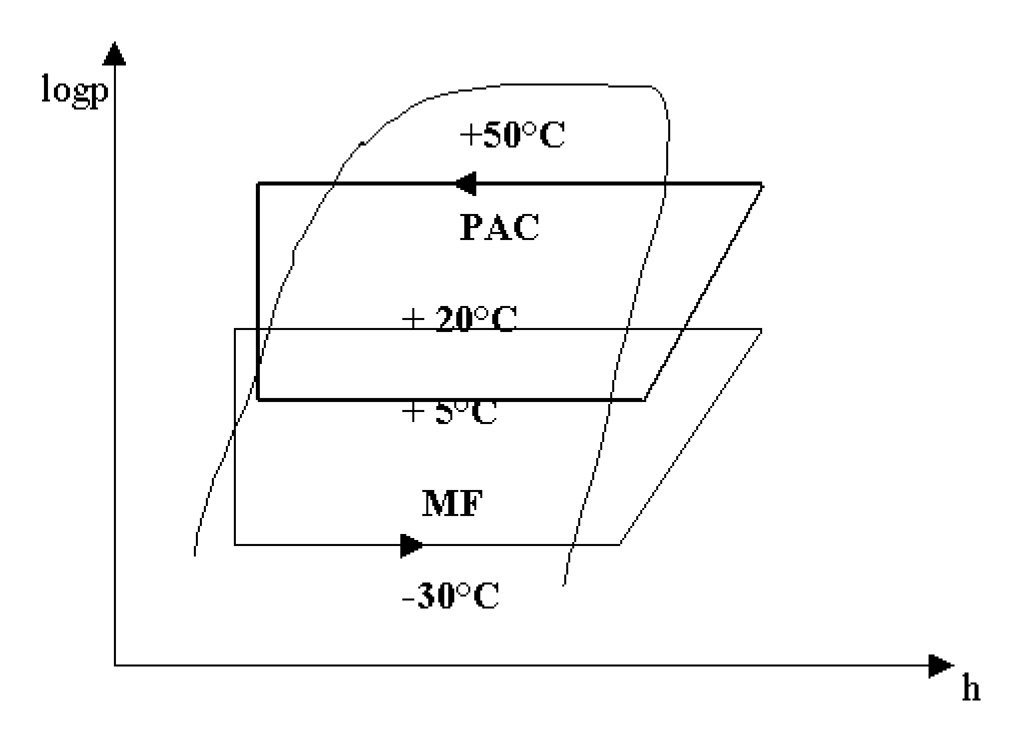


Fig. 9.10 : Cycles respectifs d'une PAC et MF

9.1.9 - Machine Frigo et PAC réels

Dans la pratique les machines frigo et PAC ne décrivent pas le cycle idéal de Mollier, car les hypothèses admises ne sont pas respectées :

- la compression n'est pas isentropique (perte de chaleur)
- la détente n'est pas isenthalpique
- il a perte de charge au niveau des soupapes d'admission et de refoulement du fluide, ainsi que dans la tuyauterie (~ 0.2 à 0.4 bar)
- les échangeurs ne sont pas parfaits

Ces déviations par au rapport à une machine idéale se traduisent par une perte de performance et par le cycle réel de la Fig. 9.11.

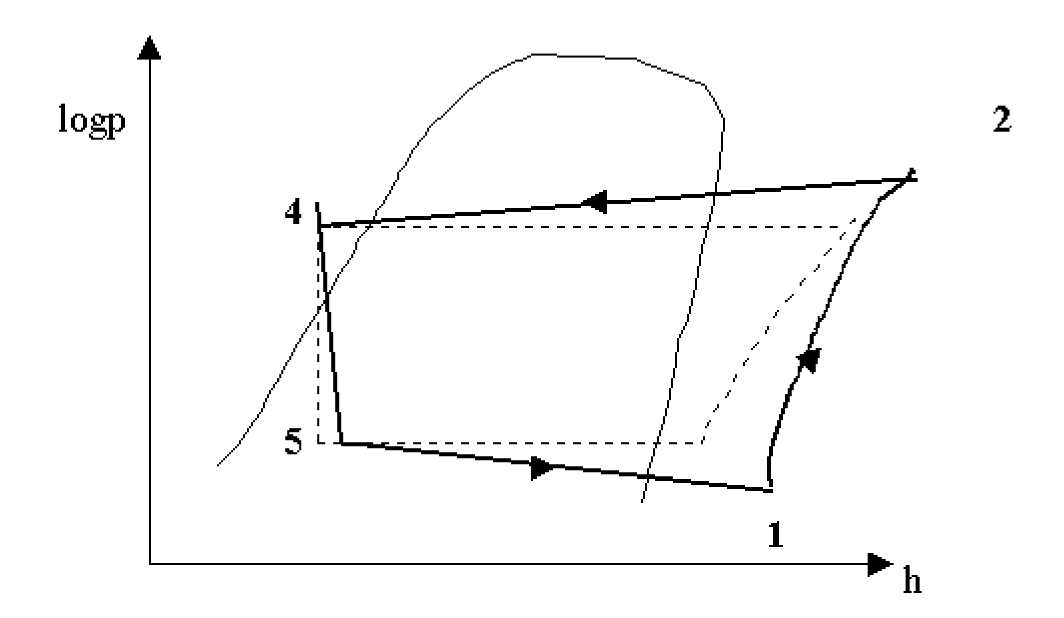


Fig .9.11 : Cycle réel de la machine frigo ou PAC

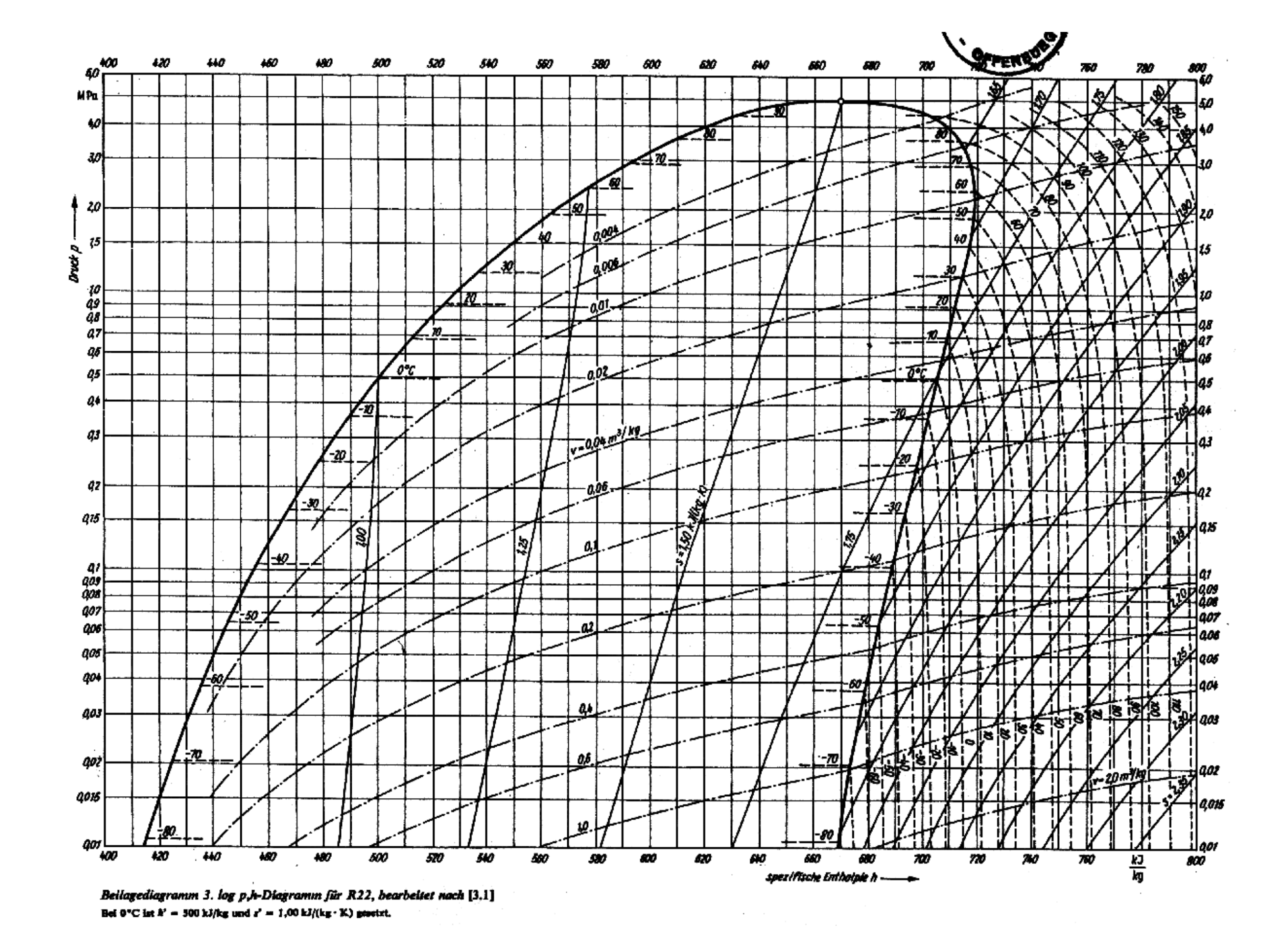
Ce cycle réel de la machine frigo se traduit par un COP η_r < au COP de Mollier η_M .

En pratique, le COP de la MF est de $\eta_r = 3$ à 5 environ, il diminue d'autant plus que la différence Δ T entre les deux sources de chaleur est grande.

Les diagrammes de Mollier pour différents fluides sont donnés en annexe, ainsi que les schémas de différentes installations frigorifiques avec leurs accessoires de régulation et de contrôle.

Ces machines dynamothermiques sont utilisées dans de nombreuses applications allant du chauffage, à la production de froid et à la climatisation.

On utilise des pompes à chaleur du type air-air, air-eau, eau-air et eau-eau selon la nature des sources disponibles (air extérieur, air extrait, nappe phréatique...).



Beilagediagramm 3. log p,h-Diagramm für R22, bearbeitet nach [3.1]

Bei 0°C ist h' = 500 kJ/kg und s' = 1,00 kJ/(kg · K) gesetzt.

Forane 22 — Caractéristiques thermodynamiques

Temperature t °C	Pression absolue p Bar	Pression absolue p kg/cm²	Volume spécifique du liquide v' dm³/kg	Volume spécifique de la vapeur v'' m³/kg	Poids specifique du liquide γ' dm³/kg	Poids specifique de la vapeur γ'' kg/m³	Enthalpie du liquide i' kcal/kg	Enthalpie de la vapeur i'' kcal/kg	Chaleur de vaporisation r = i'' — i' kcal/kg	Entropie du liquide s' kcal/kg.°K	Entropie de la vapeur s'' kcal/kg °K
— 100	0,0205	0.0210	0,6409	8,340	1,560	0,1199	74,12	137,92	63,80	0,8828	1,2512
— 95	0,0342	0,0349	0,6459	5,987	1,548	0,1975	75,38	138,51	63,13	0,8899	1,2446
— 90	0,0479	0,0489	0,6510	3.634	1,536	0,2752	76,64	136,10	62,46	0,8970	1,2360
— 85	0,0754	0,0769	0,6561	2,704	1,524	0,4193	77,89	139,69	61,80	0,9037	1,2325
— 80	0.1030	0.1050	0,6612	1,775	1,512	0,5634	79,14	140,29	61,15	0.9104	1,2270
— 75	0,1539	0,1569	0,6663	1,357	1,500	0,3349	80,39	140,89	60,50	0,9167	1,2223
— 70	0,2047	0,2088	0,6714	0,940	1,489	1,064	81,64	141,49	59,85	0,9230	1,2176
— 65	0,1211	0,1235	0,6769	0,7375	1,477	1,466	82,89	142,08	59,19	0,9289	1,2135
— 60	0,374	0,382	0,6824	0,535	1,465	1,869	84,15	142,68	58,53	0,9348	1.2094
— 55	0,510	0,521	0,6887	0,429	1,452	2,482	85,42	143,29	57,86	0,9407	[illegible]
— 50	0.647	0,660	0,6950	0,323	1,439	3,096	86,70	143,90	57,90	0,9465	[illegible]
— 48	0,715	0,730	0,6977	0,293	1,433	3,413	87,21	144,15	56,94	0,9488	1,2017
— 46	0,791	0,807	0,7005	0,267	1,427	3,745	87,72	144,39	56,67	0,9512	1,2007
— 44	0,873	0,891	0,7030	0,244	1,422	4,098	88,25	144,63	56,38	0,9534	1,1994
— 42	0,960	0,979	0,7058	0,223	1,416	4,484	88,75	144,85	56,10	0,9557	0,1984
— 40	1,055	1,076	0,7086	0,205	1,411	4,878	89,27	145,12	55,85	0,9579	1,1974
— 38	1,159	1,181	0,7113	0,188	1,405	5,319	89,77	145,29	55,52	0,9602	1,1963
— 35	1,269	1,295	0,7142	0,173	1,400	5.780	90.32	145,56	55,24	0,9624	1,1953
— 34	1,336	1,414	0,7173	0.159	1,394	6,329	90,85	145,79	54,94	0,9646	1,1943
— 32	1,512	1,542	0,7205	0,146	1,388	6,849	91,37	146,02	54,65	0,9668	1,1934
— 30	1,646	1,679	0,7235	0,135	1,382	7,407	91,90	146,25	54,35	0,9690	1,1925
— 28	1,788	1,824	0,7270	0,125	1,375	8,000	92,45	146,48	54,03	0,9712	1,1916
— 26	1,939	1,978	0,7304	0,116	1,369	8,621	93,00	146,71	53,71	0,9733	1,1906
— 24	2,09	2,14	0,7337	0,108	1,363	9,259	93,51	146,91	53,40	0,9754	1,1897
— 22	2,27	2.32	0,7370	0,100	1,356	10,00	94,04	147,12	53,08	0,9775	1,1888
— 20	2,46	2,51	0,7405	0,0929	1,350	10,76	94,58	147,12	53,08	0,9775	1,1880
— 18	2,64	2,70	0,7437	0,0864	1,344	11,57	95,12	147,58	52,46	0,9817	1,1873
— 16	2,86	2,92	0,7472	0,0805	1,338	12,42	95,65	147,80	52,15	0,9837	1,1865
— 14	3,07	3,14	0,7508	0,0751	1,331	13,32	96,18	148,02	51,84	0,9857	1,1857
— 12	3,30	3,37	0,7545	0,0700	1,325	14,289	96,70	148,23	51,53	0,9878	1,1851
— 10	3,55	3,63	0,7582	0,0654	1,318	15,29	97,25	148,45	51,20	0,9898	1,1844
— 8	3,81	3,89	0,7620	0,0611	1,312	16,367	97,78	148,63	50,85	0,9918	1,1836
— 6	4,08	4,17	0,7658	0,0572	1,305	17,48	98,31	148,83	50,52	0,9938	1,1829
— 4	4,37	4,46	0,7697	0,0536	1,299	18,656	98,87	149,03	50,16	0,9959	1,1823
— 2	4.67	4,77	0,7739	0,0502	1,292	19.92	99,43	149,23	49,80	0,9979	1,1816
0	5,00	5,10	0,7785	0,0471	1,285	21,23	100,00	149.43	49,43	1,0000	1,1810
+ 2	5,33	5,44	0,7823	0,0443	1,278	22,57	100,58	149,63	49,05	1,0022	1,1805
+ 4	5,70	5,82	0,7867	0,0416	1,271	24,04	101,16	149,81	48,65	1,0043	1,1798
6	6,06	6.18	0,7912	0,0390	1,264	25,64	101,77	150,01	48,24	1,0064	1,1792
+ 8	6,44	6,57	0,7957	0,0367	1,257	27,25	102,40	150,20	47,80	1,0086	1,1786
+ 10	6,85	6,99	0,8004	0,0346	1,249	28,90	103,00	150,36	47,36	1,0107	1,1780
+ 12	7,27	7,42	0,8050	0,0326	1,242	30,67	103,60	150,52	46,92	1,0128	1,1773
+ 14	7,71	7,87	0,8096	0,0307	1,235	32,57	104,25	150,72	46,47	1,0150	1,1768
+ 16	8,17	8,34	0,8145	0,0289	1,228	34,60	104,87	150,87	46,00	1,0172	1,1763
+ 18	8,65	8,83	0,8194	0,0273	1,220	36,63	105,50	151,00	45,50	1,0193	1,1756
+ 20	9,16	9,35	0,8244	0,0258	1,213	38,76	106,13	151,13	45,00	1,0214	1,1749
+ 22	9,69	9,89	0,8294	0,0243	1,206	41,15	106,78	151,27	44,49	1,0236	1,1743
+ 24	10,24	10,45	0,8345	0,0230	1,198	43,48	107,42	151,38	43,96	1,0258	1,1737
+ 26	10,81	11,03	0,8398	0,0217	1,190	46,08	108,10	151,54	43,44	1,0280	1,1732
+ 28	11,40	11,63	0,8455	0,0206	1,183	48,54	108,75	151,65	42,90	1,0302	1,1726
+ 30	12,02	12,26	0,8501	0,0194	1,176	51,55	109,44	151,78	42,34	1,0323	1,1720
+ 35	13,74	14,02	0,8665	0,0171	1,154	59,56	111,10	151,95	40,84	1,0376	1,1703
+ 40	15,48	15,79	0,8830	0,0148	1,132	67,57	112,77	152,12	39,35	1,0429	1,1686
+ 45	17.54	17,89	0,9022	0,0130	1,108	78,03	114.52	152,29	37,72	1,0482	1,1669
+ 50	19,61	20,00	0,9214	0,0113	1,085	88,50	116,27	152,47	36,10	1,0535	1,1653
+ 55	22,049	22,484	0,9455	0,0096	1,0582	107,541	117,96	152,51	34,50	1,0587	1,1640
+ 60	24,486	24,969	0,9696	0,0079	1,0314	126,582	119,66	152,56	32,90	1,0640	1,1628
+ 65	27,528	28,075	0,9976	0,0063	1,0024	158,730	121,37	152,47	31,10	1,0692	1,1617

D'après : « Regles pour machines frigorifiques » de l'INSTITUT INTERNATIONAL DU FROID

Fig. 136-32. Exemple d'installation frigorifique industrielle comportant deux compressseurs fonctionnant en parallèle (doc. U. S. Reco).

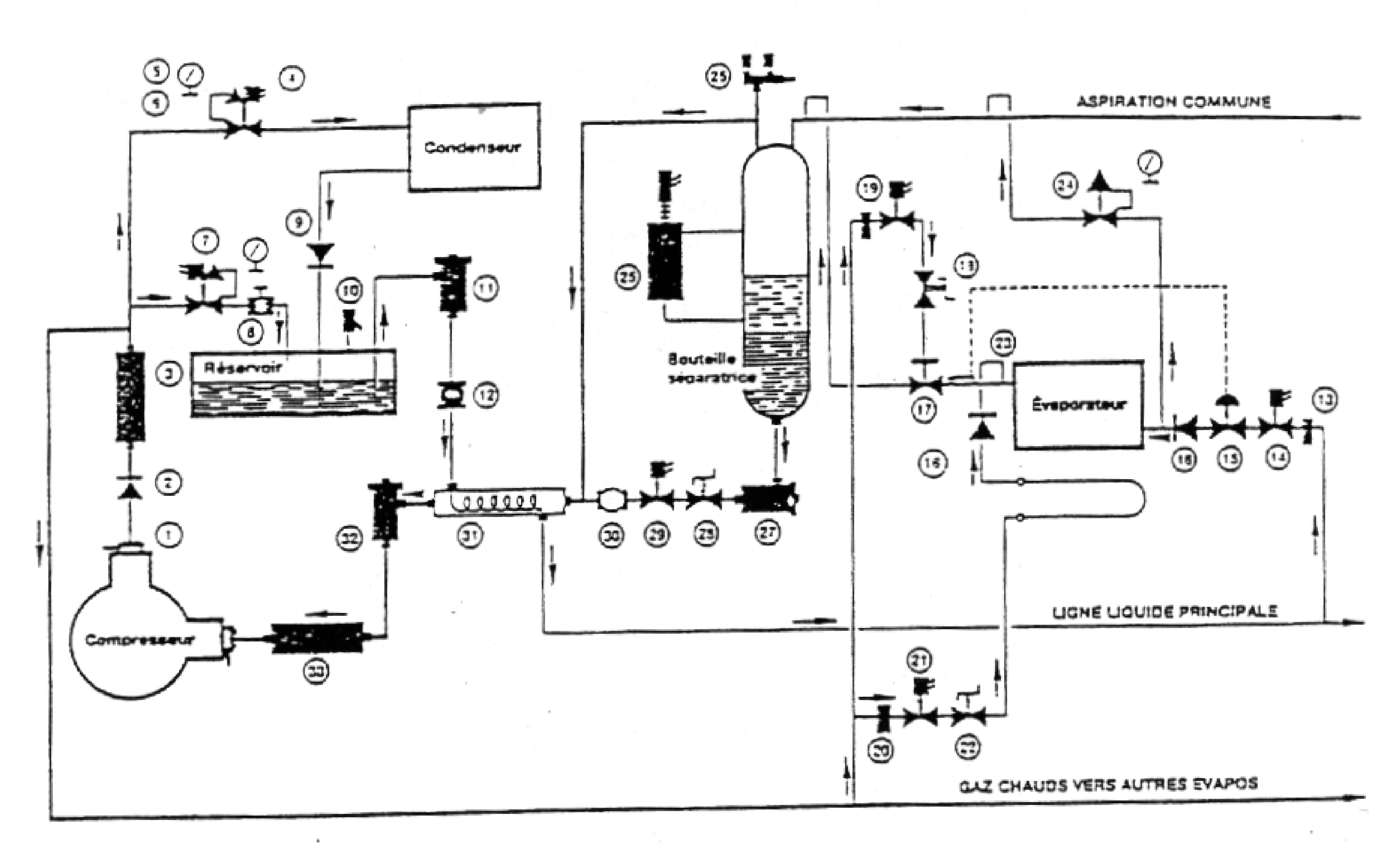


Fig. 136-31. Exemple d'installation frigorifique commerciale comportant un échangeur de chaleur et un système de dégivrage des évaporateurs par les gaz chauds (doc. U. S. Reco).

1 robinet de compresseur ; 2 clapet anti-retour ; 3 silencieux de refoulement ; 4, 5 et 6 régulateur de pression de condensation avec ses manomètres ; 7 régulateur d'injection de gaz chauds permettant de maintenir constante la pression dans le réservoir et dans l'évaporateur ; 8 robinet d'arrêt à boisseau sphérique ; 9 clape

Exercices sur la Machine Frigo et la PAC

Ex1 : Une machine frigo évacue par son condenseur un flux thermique de 33.800 kcal/kg. On sait que la puissance mécanique foournie au compresseur est de 10 kW.

1. Donner le schéma à deux niveaux de température de cette machine en y indiquant les grandeurs échangées
2. Quelle est la quantité de frigories produites à l'évaporateur
3. Quel est le COP de la machine frigo

Rép. : 2) 25.200 fg/h 3) 2.93

Ex2. : Soit une machine frigo fonctionnant au fréon 22. Le fluide injecté dans l'évaporateur provient du condenseur, d'où il sort à 25°C sous la pression de 12,5 bar absolu. Dans l'évaporateur le fluide se stabilise à la température de -20°C. En utilisant le diagramme du fréon R22 :

1. Déterminer la chaleur latente de vaporisation du fréon
2. Quelle est la production frigo massique foournie par 1kg de fréon, sachant que l'aspiration au compresseur se fait en vapeur juste sèche
3. Donner le titre de la vapeur humide à l'entrée de l'évaporateur
4. Donner la définition du titre x d'une vapeur humide. En déduire par lecture sur le graphique la relation liant ce titre aux enthalpies
5. Quels moyens sont utilisés pour augmenter cette production frigorifique
6. Sachant que le débit massique du fréon est de 300 kg/h, calculer la puissance frigorifique de la machine

Rép :

1) L(-20°C) = 51 kcal/kg
2) 38 kcal/kg
3) 0.25
6) 11.400 kcal/kg

Ex.3 : Les grandeurs principales d'une installation frigo et choix du compresseur

Soit, un compresseur fonctionnant au fréon 22, au régime nominal -10/+30/+25°C et développant une puissance frigo brute de 40.000 fg/h.

Le compresseur fonctionne en régime sec et ses rendements volumétriques et indiqués sont égaux et le rendement mécanique est de 0.90 : on donne $n_v = 1 - 0.05p_c/p_0$.

La surchauffe des vapeurs aspirées par le compresseur est de +10°C.

1. Tracer le schéma de l'installation et son cycle sur le diagramme de Mollier
2. Consigner dans un tableau les valeurs des pressions, tempéraures, enthalpies et titres aux différents points du cycle
3. Déterminer alors les grandeurs caractéristiques de la machine selon le Tableau des grandeurs
4. Calculer la puissance calorifique à évacuer au condenseur

Rép. :

3) q_{0m} = 42.5 fg/h , q_0 = 630 fg/m^3 ,w_{th} = 7.5 kcal/kg, q_m = 941.2 kg/h
w_r = 10 kcal/kg, P_{th} = 7.058,8 kcal/h = 8.2 kWet P_r = 11 kW
V_a = 63.5 m^3/h, V_b = 76.5 m^3/h,
n_v = 0.83, COP Mollier = 5.66, COP Carnot = 6.57, efficacité = 0.85
4) Q_c = 47.070 kcal/kg
